

Nancy 1967

JC Barataud



Doyen : M. AUBRY

Assesseur: M. GAY

Doyens honoraires : MM. CORNUBERT - DELSARTE - ROUBAULT

Professeurs honoraires : MM. RAYBAUD - LAFFITTE - LERAY - JULY -
LAPORTE - EICHHORN - GODEMENT - DUBREUIL - L. SCHWARTZ - DIEUDONNE -
DE MALLEMANN - LONGCHAMBON - LETORT - DODE - GAUTHIER - GOUDET -
OLMER - CORNUBERT - CHAPELLE - GUERIN - WAHL.

Maîtres de conférences honoraires : MM. LIENHART - PIERRET.

Professeurs

MM. DELSARTE	Analyse Supérieure	* MALAPRADE	Chimie
ROUBAULT	Géologie	MANGENOT	Botanique
CAPELLE	Mécanique Rationnelle	GAYET	Physiologie
VEILLET	Biologie Animale	BONVALET	Mécanique appli- quée
BARRIOL	Chimie théorique	HADNI	Physique
BIZETTE	Physique	* BASTICK	Chimie
GUILLIEN	Electronique	DUCHAUFOUR	Pédologie
GIBERT	Chimie physique	GARNIER	Agronomie
LEGRAS	Mécanique rationnelle	NEEL	Chimie organique industrielle
BOLFA	Minéralogie et cristallographie	BERNARD	Géologie appli- quée
NICLAUSE	Chimie	* CHAMPIER	Physique
FAIVRE	Physique Appliquée	* GAY	Chimie biologique
AUBRY	Chimie minérale	STEPHAN	Zoologie
COPPENS	Radiogéologie	* CONDE	Zoologie
DUVAL	Chimie	* WERNER	Botanique
FRUHLING	Physique	EYMARD	Calcul différen- tiel et intégral
HILLY	Géologie	LEVISALLES	Chimie organique
LE GOFF	Génie Chimique	Mme HERVE	Méthodes mathéma- tiques de la phy- sique
SUHNER	Physique expérimentale		
CHAPON	Chimie biologique		
HEROLD	Chimie minérale industrielle		
SCHWARTZ B.	Exploitation minière		
		* GOSSE	Mécanique physi- que
		FELDEN	Physique
		* DAVOINE	(ENSMIM)

ANNEE SCOLAIRE 1966-1967

* Professeur titulaire à titre personnel

Maîtres de Conférences

Mme	BASTICK	Chimie M.P.C. (Epinal)
MM.	GUDEFIN	Physique
	ROCCI	Géologie
	VUILLAUME	Psychophysiologie
	FRENTZ	Biologie animale
	HORN	Physique propédeutique
	LAFON	Physique (I.S.I.N.)
	MARI	Chimie (I.S.I.N.)
	AUROUZE	Géologie
	DEVIOT	Physique du solide
	FLECHON	Physique M.P.C.
Mle	HUET	Mathématiques S.P.C.N. en disponibilité
	VIGNES	Métallurgie
	BALESDENT	Thermodynamique chimique appliquée
	BLAZY	Minéralogie appliquée (E.N.S.G.)
	JANOT	Physique M.P.C. (Epinal)
	JACQUIN	Pédologie et chimie agricole
	MAINARD	Physique M.G.P.
	CACHAN	Entomologie appliquée (E.N.S.A.)
	MARTIN	Chimie M.P.C.
	N...	Probabilités et statistiques
	N...	Mécanique (I.S.I.N.)
	N...	Mathématiques
	PAULMIER	Mécanique expérimentale
	N...	Génie chimique
	N...	Mathématiques M.P.C.
	N...	Mathématiques S.P.C.N.
	N...	Mathématiques appliquées
	N...	Mécanique des fluides (I.S.I.N.)
	N...	Physiologie animale
	PROTAS	Minéralogie
	JOZEFOWICZ	Physico-chimie
	JURAIN	Géologie (S.P.C.N.)

T H E S E S

présentées

à la Faculté des Sciences de

l'UNIVERSITE de NANCY

pour obtenir

le grade de Docteur - Ingénieur par

Jean-Claude BARATAUD

Ingénieur E.N.S.E.M.

1ère Thèse

Contribution à l'étude de la convection thermique par
un écoulement d'air pulsé.

2ème Thèse

Propositions données par la Faculté :

Les derniers développements de la microélectronique

Soutenues le, 23 FEV 1967 devant la Commission d'Examen

	MM. GUILLIEN		Président
Jury	GOSSE	}	Examineurs
	PAULMIER		

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE
LA CONVECTION THERMIQUE PAR
UN ECOULEMENT D'AIR PULSE



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555020_0018

Nos recherches, effectuées dans les laboratoires de Mécanique de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique de Nancy, ont fait l'objet d'un contrat D.R.M.E. qui nous a permis de bénéficier d'une aide efficace. Elles ont été dirigées par M. le Professeur GOSSE, que nous prions respectueusement de bien vouloir trouver ici l'expression de notre vive reconnaissance pour la sollicitude avec laquelle il a suivi notre travail et pour l'aide constante qu'il nous a apportée par ses nombreux et utiles conseils. Nos remerciements vont aussi à M. le Professeur GUILLIEN pour l'accueil qu'il nous a réservé dans les laboratoires de l'Ecole, ainsi que pour l'amabilité avec laquelle il a bien voulu accepter de présider notre jury de thèse. Nous tenons aussi à remercier M. PAULMIER, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Nancy, qui s'est intéressé à nos travaux et a accepté de faire partie du jury.

Notre gratitude va vers tous les camarades de laboratoire, et tout particulièrement vers M. MARTIN, détaché D.R.M.E. avec lequel une partie de ce travail a été effectuée en étroite et fructueuse collaboration.

Nous prions également le personnel de l'Atelier de Mécanique de trouver ici l'expression de notre reconnaissance pour le soin avec lequel il a réalisé des différents montages expérimentaux. Enfin, nous tenons à remercier notre Secrétaire pour la gentillesse avec laquelle elle a bien voulu se charger d'un travail souvent ingrat.

TABLE

Pages

0. INTRODUCTION.....	1
0.1 Analyse bibliographique des travaux effectués concernant les échanges thermiques par convection pulsée.....	2
0.2 Mesure de la vitesse locale en écoulement pulsé...	5
0.3 Programme d'étude.....	7
CHAPITRE I	
SOUFFLERIE A AIR PULSE - MISE AU POINT DE LA TECHNIQUE DE MESURE DE LA VITESSE.....	8
1.1 Description de la soufflerie.....	8
1.2 Caractéristiques de fonctionnement de la soufflerie	9
1.3 Mise au point de la technique de mesure de la vitesse.....	10
1.3.1 Etalonnage de l'anémomètre.....	10
1.3.2 Utilisation de l'anémomètre en régime pulsé.....	14
1.3.3 Etalonnage thermométrique du fil.....	15
1.4 Etude de la chambre d'expérience de la soufflerie.	16
1.4.1 Cartes des vitesses moyennes.....	17
1.4.2 Etude du taux de modulation.....	17
1.4.3 Détermination de la phase t_w et de l'ampli- tude U_w de la modulation de vitesse de mêm- e fréquence que l'excitation. Amplitude U_{2w} de la modulation de vitesse de fréquen- ce double de l'excitation.....	18
1.4.4 Analyse des différents résultats.....	19

CHAPITRE II

ECOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE.....	22
II.1 Etude dynamique.....	22
II.2 Etude thermique... ..	24
II.2.1 Nouveau montage.....	24
II.2.2 Réalisation du montage et essais préliminaires.....	26
II.2.3 Principe de mesure du coefficient de convection global α_m	27
II.2.4 Résultats.....	28
II.2.5 Conclusions et remarques sur l'étude de la convection autour des cylindres.....	35

CHAPITRE III

ESSAIS DYNAMIQUES SUR PLAQUE PLANE.....	37
III.1 Plaque plane à bord d'attaque en biseau.....	37
III.1.1 Profils des vitesses moyennes.....	37
III.1.2 Epaisseur de la couche-limite et profils en coordonnées réduites.....	38
III.1.3 Analyse des résultats.....	38
III.2 Plaque à bord d'attaque symétrique.....	40
III.2.1 Profils des vitesses moyennes en coordon- nées réduites.....	40
III.2.2 Conclusions de ces mesures dynamiques sur plaque plane.....	41

CHAPITRE IV

ETUDE DE LA CONVECTION SUR PLAQUE PLANE.....	43
--	----

1ère Partie : Réalisation de la plaque plane chauffée

IV.1 Montage expérimental.....	43
IV.2 Mesures des températures.....	46

IV.3	Mode opératoire.....	45
<u>2ème Partie : Mesures et résultats</u>		
IV.4	Variations du coefficient de convection local....	48
IV.5	Variations du nombre de Nusselt Local.....	57
IV.6	Calcul des nombres de Nusselt et de Reynolds moyens.....	57
<u>3ème Partie : Analyse des différents résultats</u>		
IV.7	Etude du coefficient de convection local.....	63
IV.7.1	En écoulement permanent.....	63
IV.7.2	En écoulement pulsé.....	64
IV.8	Variations du nombre de Nusselt local.....	65
IV.8.1	En écoulement permanent.....	65
IV.8.2	En écoulement pulsé.....	66
IV.8.3	Comparaison permanent-pulsé.....	66
IV.9	Variations du nombre de Nusselt moyen.....	67
IV.9.1	Equation de la droite correspondant au régime pulsé.....	69
IV.9.2	Augmentation des échanges thermiques.....	71
IV.10	Comparaison de nos résultats avec ceux de H. Mouton.....	71
V.	CONCLUSION.....	73

ANNEXE

Bibliographie
 Courbes
 Schémas explicatifs
 Photographies

0 - INTRODUCTION

L'étude de l'influence des pulsations d'un écoulement de fluide sur les échanges thermiques a déjà fait l'objet de travaux que nous allons résumer brièvement.

Rappelons d'abord que l'on nomme écoulement pulsé un écoulement dont la vitesse en tout point varie périodiquement en fonction du temps. A la différence des vibrations acoustiques la modulation n'est pas nécessairement sinusoïdale et son amplitude est grande. Ce type d'écoulement est classique dans nombreuses installations industrielles où le fluide est mis en mouvement par des pompes ou des compresseurs alternatifs.

En laboratoire, de telles évolutions de vitesses peuvent être obtenues en intercalant dans le circuit du fluide des éléments mécaniques créant une obstruction de variation cyclique (volets rotatifs dans le cas de notre installation).

La détermination des échanges thermiques entre un fluide en mouvement pulsé et la canalisation le renfermant présente un intérêt pratique : on peut se demander si la modulation de vitesse d'un écoulement dans un échangeur thermique améliore le transfert de la chaleur et permet d'évacuer des flux beaucoup plus important que dans le cas d'un écoulement permanent de vitesse moyenne égale.

L'efficacité de la convection thermique peut être définie par le rapport de la puissance thermique convectée à la puissance mécanique dépensée. Le but de l'étude était de préciser la valeur locale de cette efficacité pour un écoulement pulsé sur une plaque plane, en fonction d'un certain nombre de paramètres (fréquence des pulsations, amplitude des pulsations, vitesse moyenne d'écoulement, etc...), et de la comparer avec les résultats déjà connus dans le cas des écoulements permanents sur plaque plane, lisse ou rugueuse.

A cause de l'aspect pionnier de l'étude projetée, de grandes difficultés sont apparues au cours de la mise au point préliminaire de la soufflerie et des techniques expérimentales. Par suite le programme n'a pu être mené jusqu'à son dernier point et se limite à l'étude comparative des convections sans qu'il ait été possible de déterminer les coefficients de frottement, donc les efficacités.

0.1 - ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE DES TRAVAUX EFFECTUES CONCERNANT LES ECHANGES THERMIQUES PAR CONVECTION PULSEE

La majorité des expérimentateurs ont travaillé en utilisant des liquides, de l'eau en général; dans ce cas l'évolution de la vitesse en fonction du temps a été déduite de la cinématique de la pompe à piston mettant le fluide en mouvement.

R.C. Martinelli (1) a procédé à des études de transfert thermique pour des fréquences variant de 0,2 à 4 cycles par seconde. L'eau utilisée dans ses expériences était mise en mouvement par une pompe à piston, l'échangeur était constitué par deux tubes concentriques, le plus central étant parcouru par le fluide pulsé et l'autre par de la vapeur. Les résultats de ses recherches le conduisent à penser que les échanges thermiques en régime pulsé peuvent être considérés comme une succession d'états quasi stationnaires, c'est à dire comme des échanges thermiques correspondant à une suite de vitesses permanentes reproduisant le régime pulsé.

Frank B. West et Allan T. Taylor (2) ont noté, avec un dispositif expérimental similaire à celui utilisé par R.C. Martinelli, une augmentation du coefficient de transfert thermique atteignant 100 % tandis que la puissance mécanique fournie augmentait d'environ 30 %, ceci à une fréquence de 1,5 cycle/seconde.

Robert Lemlich (3), avec un dispositif expérimental du même type que celui utilisé par R.C. Martinelli, note, pour une fréquence de 1,5 cycles par seconde et un nombre de Reynolds

de 4000, une augmentation du coefficient de transfert thermique de 60 % ; l'augmentation n'est que de 10 % pour des nombres de Reynolds supérieurs à 12000. L'intérêt de cette augmentation qui est maximale pour des nombres de Reynolds correspondant à un régime transitoire apparaîtra pleinement à la lumière de nos propres résultats.

Havemann et Narayan Rao (4), pour simuler le cas du transfert thermique entre un tube et les gaz d'échappement d'un moteur à combustion interne, ont procédé à une série de manipulations avec de l'air pulsé à des fréquences de 5 à 40 cycles par seconde. Ils ont parfois, suivant la forme de la came qui commandait la soupape d'échappement, et en fonction de la fréquence, observé une nette augmentation du transfert thermique. L'examen des résultats conduit à penser que les phénomènes de résonance ont une très grande importance dans ces expériences, car les coefficients d'échange thermique augmentent nettement pour des fréquences harmoniques de celle qui correspond au mouvement de la soupape.

Avec une installation qui ressemble à celle utilisée par Martinelli, I.A. Sozine (5) prend de nombreuses précautions pour éviter la dispersion des résultats : eau désoxygénée, et régime pulsé créé par superposition de pulsations à un écoulement permanent. Il admet que la vitesse est de la forme $U = U_1 + U_0 \sin \omega t$. Ses mesures ont été effectuées pour des fréquences de pulsation variant de 20 à 50 cycles/sec, et des nombres de Reynolds compris entre 3.10^3 et 4.10^4 . L'amplitude des pulsations, évaluée par le paramètre $U_0' \% = \frac{U_0}{U_1} \times 100$, pouvait atteindre 100 %. Des considérations théoriques avaient permis à Sozine de prévoir que les échanges thermiques devaient être diminués par les pulsations, sous l'influence d'une part de la relation non linéaire entre le coefficient de transfert de chaleur et de la vitesse, d'autre part d'un effet de phase entre la variation de α (coefficient d'échange) et de θ (différence de température entre paroi et fluide). Ses essais ont montré une bonne concordance entre les valeurs expérimentales

et théoriques de cette chute de transfert de chaleur, pour de faibles amplitudes de pulsation, la concordance devenant moins bonne pour de fortes valeurs de U'_0 . Selon cet auteur, ce désaccord peut s'expliquer par les simplifications faites dans les données et la résolution théorique du problème (relation approchée entre coefficient de transfert et vitesse, chaleur spécifique du fluide c_f très grande devant celle de la paroi c_p , ce qui, physiquement, signifie que les pulsations de la différence de température θ , pour une température du fluide constante, n'ont lieu qu'aux dépens des variations de la température de la paroi). Il note enfin un affaiblissement sensible, pouvant atteindre 24 %, du coefficient de transfert de chaleur dans un écoulement pulsatoire, par rapport au régime stationnaire.

J. Lachnitt, J. Seguin (6) et Marchal (7) ont utilisé de l'air. Les pulsations sont produites par un disque percé, dont les ajutages passent, lors de la rotation du disque, devant une arrivée d'air sous pression. Les manipulations ont été effectuées dans un domaine de fréquence variant de 30 à 800 cycles par seconde. Le transfert de chaleur ne semble pas, d'après cette étude, être affecté par les pulsations tant que la vitesse garde le même sens. Dans le cas d'une évolution avec renversement cyclique du sens de l'écoulement, on note une augmentation sensible atteignant 25 % pour les fréquences les plus élevées (650 Hz environ), avec un nombre de Reynolds d'environ 35 000.

Charles E. Feiler et Ernest B. Yeager (8) ont étudié la convection sur une plaque plane avec bord d'attaque en biseau, placée dans un écoulement d'air qu'ils pouvaient rendre pulsatoire au moyen d'une sirène rotative. Le domaine de fréquence utilisé allait de 30 à 680 cycles par seconde, alors que le paramètre "amplitude de vitesse", défini par le rapport de la racine carrée de la moyenne quadratique à la valeur moyenne dans le temps de la vitesse, peut atteindre 65 % pour certaines fréquences. Ils ont observé que le gain d'échange thermique, faible pour des nombres de Reynolds de 3.10^4 environ (de

l'ordre de 3 %) atteignait 60 % pour les plus grands nombres de Reynolds qu'ils obtinrent dans leur installation, soit 10^5 environ.

Les mémoires que nous venons d'analyser donnent une très grande dispersion de résultats qui semble imputable au fait de considérer des bilans globaux sur des échangeurs dans leur géométrie complexe, ce qui laisse probablement actifs certains phénomènes incontrôlés (résonance, évolution des profils de vitesse dans les sections droites des canalisations, influence de la forme de l'échangeur).

On conçoit donc l'utilité de compléter les analyses macroscopiques par un essai de détermination du transfert local de la chaleur lié à l'évolution de la vitesse, cette étude devant elle-même être accompagnée d'une analyse de la structure de l'écoulement où est effectuée la mesure des échanges thermiques.

On analyse ici le problème de la mesure des vitesses locales en écoulement pulsé.

0.2 - MESURE DE LA VITESSE LOCALE EN ECOULEMENT PULSE

Pour déterminer l'évolution de la vitesse en fonction du temps, P. Thureau et B. Lemièrre (9) ont utilisé un micro-capteur à jauges de contraintes qui est incorporé à un petit tube de Pitot placé dans l'axe de l'écoulement pulsé. L'élément sensible du capteur de pression est constitué par une membrane de mylar ayant une épaisseur de vingt-cinq microns ; les jauges de contrainte sont des couches minces de bismuth déposées sous vide. Les auteurs ont taré leur appareillage de manière statique, car dans un vaste domaine de fréquences, de 0 à 4000 cycles par seconde environ, le calcul montre que l'étalonnage dynamique de ce capteur correspond à l'étalonnage statique. La connaissance de la vitesse instantanée à partir de la mesure de la pression semble, en régime pulsé, manquer de précision pour des fréquences supérieures à sept cycles par seconde, et l'effet directif du tube de Pitot disparaît. Ces expériences

montrent que le tube de Pitot n'est pas un intermédiaire de mesure utilisable dans ce type d'écoulement, ceci probablement du fait d'une modification de la répartition des pressions et des vitesses autour du tube. Celui-ci ne peut alors être considéré comme étant soumis à une suite d'écoulements permanents reproduisant à chaque instant le régime pulsé externe.

J.A. Miller et A.A. Fejer (10) utilisent un anémomètre à fil chaud pour déterminer l'évolution de la vitesse de l'air dans la couche-limite laminaire d'une plaque plane parallèle à l'écoulement lorsque la vitesse de l'air est modulée. Ils constatent en particulier que le profil des vitesses moyennes n'est pas altéré par les pulsations, autrement dit qu'il correspond à celui de Blasius. Le domaine de leur étude s'étend en fréquence de 6 à 110 cycles par seconde et en vitesse de 6 à 30 mètres par seconde. Ces auteurs se sont plus particulièrement intéressés à l'influence de la pulsation sur l'étendue de la zone de transition qui suit la couche-limite laminaire.

On savait depuis longtemps que l'anémomètre à fil chaud pouvait être utilisé pour étudier les écoulements turbulents. Comme le montrent J.A. Miller et A.A. Fejer, il est adaptable à la mesure de la vitesse instantanée en écoulement pulsé ; néanmoins il importe de vérifier pour cette application la rigueur de ses indications. La dépendance, à une fluctuation de vitesse, du coefficient de convection thermique du fil chaud n'avait jamais été analysée avec précision.

Les travaux de J. Gosse et R. Barriol (11) et (12), ont permis de montrer qu'un fil fin placé dans un écoulement pulsé convectait à chaque instant comme si la vitesse du fluide était constante et égale à la vitesse instantanée ; à l'aide de l'anémomètre à fil chaud, il est aussi possible de mesurer la vitesse du fluide avec précision (sous réserve bien entendu d'un fonctionnement correct de la chaîne électronique).

0.3 - PROGRAMME D'ETUDE

Nous avons choisi un exemple d'étude simple : celui de la plaque plane chauffée placée à incidence nulle dans un écoulement pulsé. Dans un premier stade, nous nous sommes proposés de reprendre les manipulations de J.A. Miller et A.A. Fejer qui avaient étudié le profil des vitesses dans la couche-limite d'une plaque plane semblable mais non chauffée. Dans une seconde partie, nous nous sommes attachés au problème de la mesure des échanges thermiques entre la plaque et le fluide ambiant. Simultanément nous avons étudié l'écoulement autour d'un cylindre, tant du point de vue dynamique que du point de vue thermique.

Cette étude nous a permis de nous faire une première idée de l'effet de la convection thermique pulsée, et donc de mieux situer le problème.

La chronologie des opérations a donc été la suivante :

- Réalisation d'une soufflerie à vitesse modulée
- Mise au point de la technique de mesure des vitesses
- Etude de la chambre d'expérience de la soufflerie
- Etude de l'écoulement autour d'un cylindre
- Fabrication d'une plaque plane non chauffée
- Détermination de la structure de l'écoulement autour de la plaque
- Fabrication d'une plaque plane chauffée
- Mesure des coefficients d'échange thermique locaux sur plaque
- Synthèse des différents résultats.

Rappelons que nous n'avons pas eu le temps d'aborder le problème du calcul des coefficients de frottement, mais cette étude fera l'objet de recherches ultérieures.

CHAPITRE I

SOUFFLERIE A AIR PULSE - MISE AU POINT DE LA TECHNIQUE DE MESURE DE LA VITESSE

I.1 - DESCRIPTION DE LA SOUFFLERIE

La soufflerie à air pulsé qui a servi à nos essais a été conçue sur le type "Eiffel", modifiée uniquement par l'adjonction d'un élément pour moduler la vitesse : le groupe pulsateur. On trouve donc successivement les éléments habituels (figure n° 1) : collecteur, veine d'essais, puis le groupe moto-ventilateur. C'est entre la veine d'expériences et ce groupe que nous avons placé le dispositif pulsateur, suivi en outre d'un caisson carré destiné à amortir les importantes fluctuations de pression et de débit à l'entrée du ventilateur.

Le dispositif de pulsation est constitué par quatre volets rectangulaires, tournant en phase sur quatre arbres horizontaux liés par une transmission à chaînes. Un moteur à courant triphasé entraîne l'ensemble par l'intermédiaire d'un variateur de vitesse à courroies.

Les ondes acoustiques émises, en particulier aux fortes vitesses et grandes fréquences de pulsation, possédaient un niveau énergétique trop important pour le personnel et dangereux pour le matériel fragile environnant. C'est pourquoi nous avons ajouté des écrans insonorisants, en amont à quelque distance du collecteur et en aval à la sortie du ventilateur. De plus, le caisson situé entre le groupe pulsateur et le ventilateur a été doublé intérieurement d'un matelas de laine de verre, et solidement entretoisé afin d'être rigidifié.

Malgré la présence de ces silencieux, notre installation reste bruyante et nous avons dû lutter contre des vibrations parfois importantes. La solution d'une soufflerie "à retour" nous aurait simplifié la tâche dans ce domaine, mais

il nous aurait fallu prévoir un refroidissement autonome du groupe moteur, faute de quoi il serait devenu impossible de prétendre à l'établissement d'un régime thermique. Si cette solution peut être envisagée sur de petites souffleries, elle aurait été très délicate sur une installation possédant d'aussi grandes dimensions que la nôtre. C'est pourquoi nous avons finalement opté pour le type Eiffel, quitte à prendre toutes les mesures nécessaires pour pouvoir expérimenter dans des conditions acceptables.

I.2 - CARACTERISTIQUES DE FONCTIONNEMENT DE LA SOUFFLERIE

Notre groupe pulsateur nous permet d'opérer avec des fréquences de pulsation allant de 7 à 60 cycles par seconde, réglable d'une manière continue. Ceci correspond à des valeurs du paramètre $\frac{\omega \nu}{U^2}$ allant de $0,935 \cdot 10^{-5}$ à $2,21 \cdot 10^{-5}$ (ν étant la viscosité cinématique de l'air, U la vitesse moyenne, $\omega = 4\pi N$ où N est le nombre de tours par unité de temps des volets pulsateurs). Le nombre de Strouhal, défini par $\frac{\omega x}{U}$ (x : abscisse comptée à partir du bord d'attaque de la plaque), varie entre 5,23 et 23,6, donc sur une plage de variation intérieure à celle utilisée par J.A. Miller et A.A. Fejer (10).

Le taux de modulation, défini par :

$$k = \frac{U_{\text{maximum}} - U_{\text{minimum}}}{U_{\text{moyenne}}}$$

varie suivant la fréquence (voir paragraphe I.4.2) entre 1,03 et 0,35. Il est évidemment fonction de la forme des volets et pourrait être éventuellement modifié.

Quant à la vitesse moyenne maximale, elle est d'environ 24 mètres par seconde à 50 cycles par seconde. Cette fréquence de 50 cycles par seconde est celle maximale que nous avons utilisé pratiquement pour des raisons d'acoustiques (bruit trop important) et pour éviter les vibrations trop fortes.

I.3 - MISE AU POINT DE LA TECHNIQUE DE MESURE DE LA VITESSE

L'appareil que nous avons utilisé pour mesurer la vitesse de nos écoulements pulsés est un anémomètre à fil chaud type DISA dit à "température constante". C'est dire que l'appareillage électronique a pour but de maintenir la température du fil, donc sa résistance, à une valeur préalablement déterminée, et ceci quelle que soit la vitesse du vent dans lequel est placé le fil.

Le constructeur qui a conçu l'anémomètre DISA pour l'étude de la turbulence suppose que la loi de variation de la résistance du fil (tungstène platiné de diamètre $5\ \mu$) en fonction de sa température est une loi linéaire, et il conseille d'utiliser une température de fonctionnement correspondant à un rapport $\eta = \frac{R}{R_a}$ compris entre 1,8 et 2 (R_a : résistance de la sonde mesurée^a à la température ambiante T_a , R : résistance correspondant à la température de fonctionnement T).

Nous verrons que cette approximation est insuffisante si l'on veut obtenir des valeurs correctes de la vitesse instantanée des écoulements pulsés.

I.3.1 Etalonnage de l'anémomètre

Il était nécessaire dans un premier stade d'étalonner l'appareil dans un écoulement permanent, en plaçant la sonde miniature dans l'axe du tube d'expériences d'une petite soufflerie.

La vitesse U était évaluée classiquement à partir des mesures de pression.

a) Influence de la température du fil

Dans le cas d'un mouvement permanent, nous avons tracé un ensemble de courbes représentant pour une sonde donnée les variations du carré de la tension continu v relevée aux bornes du fil chaud, en fonction de la racine carrée de la

vitesse U exprimée en mètres par seconde, et ceci pour différentes valeurs de η allant de 1,3 à 1,9 (figure n° 2).

Nous constatons que la dispersion des points expérimentaux autour des droites est d'autant plus faible que η est plus proche de la valeur 1,9 conseillée, correspondant à une température du fil d'environ 250°C.

b) Comparaison des indications obtenues à partir de deux sondes différentes

Opérant pour deux sondes données à la même température, nous avons fait l'étalonnage en portant les variations de v^2/R en fonction de $\sqrt{U}$. La figure n° 3 représente les résultats obtenus. On constate d'une part des valeurs distinctes de l'ordonnée à l'origine et d'autre part une différence dans les pentes des droites autour desquelles sont disposés les points expérimentaux. Il est possible d'expliquer cela à partir du bilan thermique appliqué au fil de longueur $2L$, en négligeant les pertes de chaleur aux extrémités (ce qui est permis par la valeur très petite du rapport diamètre/longueur).

La puissance dissipée dans le fil et évacuée dans le fluide est :

$$\frac{v^2}{R} = \pi \cdot d \cdot 2L \cdot \alpha (T - T_c)$$

en désignant par α le coefficient de convection et par d le diamètre du fil. Il a été montré par J. Gosse (13) et (14) que, dans le cas des régimes à nombres de Reynolds inférieurs à 8 (pour $T = 300^\circ\text{C}$), le coefficient α est égal à la somme de α_c relatif à la conduction pure et de α_v uniquement fonction de la vitesse du fluide

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_v$$

avec
$$\frac{\alpha_c \cdot d}{\lambda} = \frac{2}{\text{Log} \frac{2L}{d}} \quad (\lambda = \text{conductivité thermique de l'air})$$

et, dans le cas d'un fil de petit diamètre

$$\frac{\alpha_v \cdot d}{\lambda} = 0,52 \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \text{Re}^{1/2}$$

$$\text{Pr} : \text{nombre de Prandtl} = \frac{c_p \mu}{\lambda}$$

$$\text{Re} : \text{nombre de Reynolds} = \frac{U \cdot d}{\mu/\rho}$$

Par suite :

$$\frac{v^2}{R} = 2\pi \cdot \lambda \cdot L \cdot (T - T_a) \left[\frac{2}{\text{Log} \frac{2L}{d}} + 0,52 \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \left(\frac{d}{\mu/\rho}\right)^{1/2} \cdot \sqrt{U} \right]$$

Nous voyons qu'en opérant à $(T - T_a)$ constante, les droites devraient être confondues si les sondes étaient identiques. Il semble donc, au vu de la figure n° 3, qu'il faille considérer que les sondes n'ont ni le même diamètre, ni la même longueur.

Une observation microscopique des fils nous a confirmé que la sonde n° 2 a un diamètre plus petit d'environ 10 % que celui de la sonde n° 1. D'autre part, nous avons pu observer des irrégularités très importantes dans l'épaisseur de la couche de platine recouvrant l'âme de tungstène des fils, rendant l'état de surface très variable d'un point à l'autre et par suite influant de manière sensible sur les échanges thermiques des fils.

Précisons ici que cette différence observée sur les diamètres n'influe pas sur la résistance électrique de l'âme en tungstène (le constructeur garantit 2,95 Ω/mm), mais sur la surface d'échange, donc sur la valeur d de l'équation ci-dessus.

Nous pouvons donc évaluer le rapport des longueurs par le rapport des résistances à température ambiante, lesquelles valent respectivement 3,97 Ω et 3,15 Ω pour les sondes n°1 et 2.

$$\text{Par suite : } \frac{2L_1}{2L_2} = 1,27$$

$$\text{De plus, nous avons : } \frac{d_2}{d_1} \approx 0,9$$

Le rapport des pentes devrait donc être :

$$\frac{2L_1 \cdot d_1^{\frac{1}{2}}}{2L_2 \cdot d_2^{\frac{1}{2}}} = 1,27 \times 1,06 = 1,35$$

D'après la figure n° 3, ce rapport vaut 1,44, ce qui représente un écart d'environ 6 % avec la valeur théorique.

Quant au rapport des ordonnées à l'origine, sa valeur théorique est de :

$$\frac{\frac{L_1}{\text{Log } \frac{2L_1}{d_1}}}{\frac{L_2}{\text{Log } \frac{2L_2}{d_2}}} = \frac{L_1}{L_2} \times \frac{(\text{Log } 2L_2 - \text{Log } d_2)}{(\text{Log } 2L_1 - \text{Log } d_1)} \approx \frac{L_1}{L_2}$$

puisque les rapports $\frac{2L}{d}$ sont de l'ordre de 200.

Par suite, la valeur théorique vaut 1,27 environ, alors que d'après les droites d'étalonnage, ce rapport vaut 1,22 ; l'écart vaut ici 4 %.

Il semble donc que notre hypothèse pour expliquer les différences entre les droites d'étalonnage d'une sonde à l'autre soit justifiée ; ces considérations font que nous avons été amené à conclure à la nécessité d'étalonner chacune des sondes que nous avons soigneusement repérées.

I.3.2 Utilisation de l'anémomètre en régime pulsé

Cet étalonnage en écoulement permanent étant fait, nous pouvons mesurer, pour différentes fréquences de pulsation, les valeurs moyennes et extrémales de la vitesse du fluide.

La photographie n° 1 montre l'évolution de la tension aux bornes du fil en fonction du temps.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs comparées de ces vitesses obtenues par l'anémomètre d'une part, par la méthode d'ionisation de R. Barriol (12) d'autre part, et ceci dans le même écoulement pulsé à 20 cycles par seconde.

Vitesse	Moyenne m/s	Maximale m/s	Minimale m/s
Ionisation	14,5	22,3	7,9
Anémomètre $\eta = 1,8$	12,4	20,6	5,4
Anémomètre $\eta = 1,9$	14,2	23,1	6,5

Comme on a vu que la déperdition calorifique du fil est proportionnelle à la différence de température entre le fil et l'air ambiant, nous pensons que les écarts expérimentaux sont imputables à une température de fonctionnement du fil insuffisamment bien déterminée.

En vue de préciser ce point, nous avons effectué un étalonnage de la résistance du fil en température.

I.3.3 Etalonnage thermométrique du fil

Afin d'éviter d'avoir à étalonner le fil chaud avant chaque mesure du fait de la variation de la température ambiante au cours d'une journée, nous avons procédé à une étude préalable très précise donnant la variation de résistance des sondes en fonction de la température.

Les mesures ont été faites par méthode potentiométrique sur un échantillon du fil de tungstène platiné de 5 microns de diamètre qui équipe les sondes DISA. La résistance de cet échantillon a été mesurée à différentes températures comprises entre 0°C et 300°C (Ultrathermostat Haake, type Ne).

Nous constatons que la loi de variation de $\frac{R}{R_0}$ en fonction de la température T est de forme parabolique et non pas linéaire comme le suppose le constructeur.

Exprimant cette loi par la forme :

$$\frac{R}{R_0} = 1 + \beta T + \gamma T^2$$

nous déterminons par le calcul :

$$\beta = 3,715 \cdot 10^{-3} \text{ (}^\circ\text{C}^{-1}\text{)}$$

$$\gamma = 2,329 \cdot 10^{-6} \text{ (}^\circ\text{C}^{-2}\text{)}$$

R_0 étant de l'ordre de 4,5 ohms, nous voyons que, pour une température T de 250°C (qui est environ la température de fonctionnement des sondes DISA), le terme γT^2 vaut 0,15 alors que $\beta T = 0,93$.

Donc
$$R = R_0 (1 + 0,93 + 0,15) = 2,08 R_0$$

Si on négligeait le terme γT^2 , l'erreur commise serait de :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{0,15}{2,08} = 7,2 \%$$

Fort de cette constatation, nous pouvons étalonner l'anémomètre de manière définitive en procédant ainsi : ayant choisi

une fois pour toutes une différence $T_{\text{fil}} - T_{\text{ambiante}} = 220^{\circ}\text{C}$, correspondant à une valeur de η proche de 1,9, nous déterminons avant chaque expérience les valeurs de :

$\frac{R_a}{R_o}$ correspondant à T_{ambiante} d'une part, variable d'un jour à l'autre (ou parfois dans la même journée)

$\frac{R}{R_o}$ correspondant à $T_{\text{ambiante}} + 220^{\circ}\text{C}$ d'autre part.

Le rapport de ces deux quantités nous donne la valeur exacte de $\eta = \frac{R}{R_a}$ et donc la valeur de R après mesure de R_a au moment de l'expérience.

Affichant sur l'anémomètre DISA cette valeur de R , nous pouvons affirmer que le fil est toujours placé dans les mêmes conditions de convection.

Pour en finir avec ce chapitre sur la mesure des vitesses, disons encore que nous pouvons déterminer les valeurs extrémales de la vitesse à partir des oscillogrammes représentant les variations de la tension aux bornes du fil en fonction du temps (photographie n°1).

En résumé, nous pensons avoir montré que, moyennant un étalonnage pour chaque sonde tenant compte de la forme non linéaire de la loi de variation $R(T)$ et des variations de température ambiante, l'anémomètre DISA conçu pour l'étude de la turbulence peut donner des valeurs précises de la vitesse locale en écoulement pulsé.

I.4 - ETUDE DE LA CHAMBRE D'EXPERIENCE DE LA SOUFFLERIE

Cette série d'essais, qui nous a permis de nous familiariser avec les instruments de mesure, était destinée à nous donner des renseignements précis sur la répartition des vitesses dans la veine d'essais. Nous avons mesuré successivement et en de nombreux points :

- la vitesse moyenne de l'écoulement
- la vitesse maximale
- la vitesse minimale
- l'amplitude et la phase de la modulation de vitesse de même pulsation ω que celle définie par la rotation des volets
- l'amplitude de la modulation de vitesse de pulsation 2ω .

I.4.1 Cartes des vitesses moyennes

Les mesures ont été effectuées à 20 et à 50 cycles par seconde dans trois sections droites de la veine :

- section "amont" située à la sortie du collecteur
- section "milieu" située sensiblement au centre de la veine
- section "aval" située près du redresseur précédant le pulsateur.

Pour chaque section, nous avons procédé à une exploration systématique sur la verticale de 5 trous équidistants percés dans la paroi supérieure de la veine, obtenant ainsi 5 courbes donnant la vitesse U en fonction de la hauteur h comptée à partir du plancher de la veine. En coupant par des droites $v = \text{cte}$ nous avons pu dresser des cartes isovitesses. Nous donnons à titre d'exemple les résultats pour la section "milieu" aux deux fréquences mentionnées plus haut (figures n° 4 et 5).

I.4.2 Etude du taux de modulation

Ayant déterminé en chaque point les vitesses maximale et minimale par mesures à l'oscillographe des amplitudes de tension autour de la valeur moyenne, nous avons calculé le taux de modulation défini en I.2.

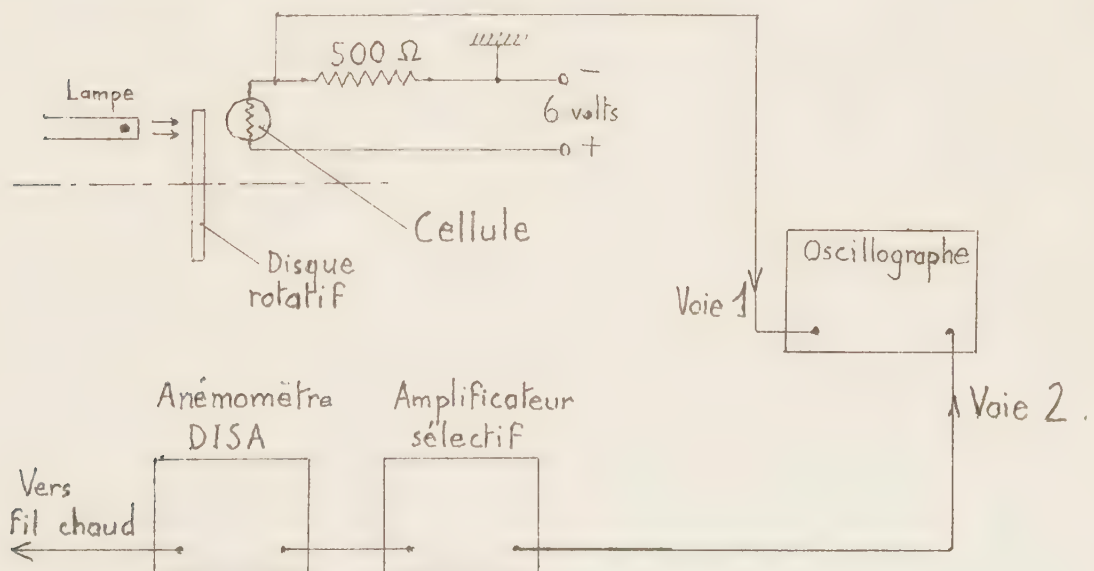
Nous avons étudié les variations de k en fonction de la hauteur h pour les 5 trous de la section "milieu" aux deux fréquences déjà envisagées, l'exploration étant limitée aux

valeurs de h inférieures à 50 mm, car, au-delà de cette valeur, nous pouvons considérer k comme constant aux incertitudes d'expériences près (figures 6 et 7).

I.4.3 Détermination de la phase t_ω et de l'amplitude U_ω de la modulation de vitesse de même fréquence que l'excitation - Amplitude $U_{2\omega}$ de la modulation de vitesse de fréquence double de l'excitation

Cet essai, qui a été effectué à la fréquence de 20 cycles par seconde, avait pour but de vérifier l'hypothèse "d'un mouvement en bloc" du fluide dans la veine d'essais. C'est pourquoi nous avons cherché d'une part s'il existe ou non un déphasage t_ω quand h varie dans une section droite donnée, d'autre part s'il y a déphasage le long de la veine (mesures faites pour les trois sections déjà envisagées). Nous ne donnons pas les valeurs de la phase $t_{2\omega}$ de la modulation de vitesse de fréquence double de l'excitation, car celle-ci s'est révélée pratiquement impossible à déterminer.

Pour faire ces différentes mesures, nous avons réalisé un montage dont voici le schéma.



Un disque solidaire des volets du groupe pulsateur, fendu suivant un rayon d'un trait de scie de deux centimètres de longueur, est intercalé entre une source lumineuse et une cellule photo-résistante. Celle-ci est alimentée par une batterie 6 volts et mise en série avec une résistance de 500 ohms (ordre de grandeur de la résistance de la cellule quand elle est éclairée). Cette cellule fournit ainsi un signal par tour de volets, donc tous les deux cycles de pulsation. Ce signal est envoyé sur l'une des voies d'un oscillographe tandis que sur l'autre voie, on observe le signal de sortie de l'anémomètre qui passe au préalable par un amplificateur sélectif.

La position des volets est réglée de telle manière que le signal venant de la cellule indique exactement l'instant de fermeture maximale des volets.

I.4.4. Analyse des différents résultats

a) Cartes isovitesse

Nous avons trouvé que les vitesses moyennes sont augmentées d'environ 60 % quand la fréquence de pulsation passe de 20 à 50 cycles par seconde (figures 4 et 5). L'explication en est, selon nous, qu'une augmentation de la fréquence entraîne une diminution du taux de modulation (voir ci-après) et une vitesse moyenne plus proche de la vitesse obtenue en écoulement permanent.

A la fréquence de 20 cycles par seconde, nous constatons une dissymétrie entre les parties gauche et droite de la veine (en regardant de l'aval vers l'amont) les différences n'étant qu'environ de 10 %. Cette dissymétrie qui va en diminuant de l'amont vers l'aval a tendance à se renverser à la fréquence de 50 cycles par seconde. Dans ces conditions il est difficile d'expliquer ces faits. Peut être pouvons nous penser à un dessin imparfait du profil du collecteur de la soufflerie, ou à un raccordement légèrement défectueux de ce collecteur avec la veine d'expériences.

b) Taux de modulation

L'examen des courbes des figures 6 et 7 montrent que le taux de modulation est croissant quand $h \rightarrow 0$. Ceci est en accord avec les observations faites par Richardson (15), qui a étudié la propagation d'ondes acoustiques près de la paroi d'un tube (voir "Dynamics of Real Fluids" chap. 3, p. 53). De plus ce taux de modulation est d'autant plus grand que la fréquence des pulsations est plus petite. En particulier, dans la zone centrale de la veine d'essais (pour $h > 50$ mm) k est constant et égal à 0,60 pour 20 cycles par seconde et à 0,45 pour 50 cycles par seconde (fig. 6 et 7).

Enfin, notons que les valeurs obtenues pour ce taux de modulation sont situées à l'intérieur de la plage de variation du même paramètre lors des essais de J.A. Miller et A.A. Fajer (*).

c) Etude de U_{ω^2} , $U_{2\omega^2}$, t_{ω}

Amplitudes

Nous avons fait deux remarques essentielles :

- U_{ω} prend une valeur constante pour une hauteur h d'autant plus grande que nous nous rapprochons du groupe pulsateur ($h = 20$ mm à l'amont, 30 au milieu, 50 à l'aval).

- Cette valeur constante est nettement plus forte dans la section "amont" que dans les deux autres sections.

Nous pensons que l'explication peut être un effet de résonance acoustique ; en effet, s'il y a résonance en $\frac{\lambda}{4}$ entre l'entrée du collecteur et les volets, qui sont séparés d'environ 5 mètres, nous avons $\lambda = 20$ mètres, d'où $N = \frac{340}{20} = 17$ cycles par seconde. Ceci expliquerait aussi que la plus grande

(*) Journal of Fluid Mechanics, volume 18, Part 3, Mars 1964.
Transition phenomena in oscillating boundary layer flows,
pp. 430 à 448.

valeur de t_w est obtenue dans la même section (voir ci-dessous).

Quant aux valeurs de U_{2w} , pour lesquelles les mêmes remarques sont valables, elles varient entre 18 % et 40 % des valeurs de U_w suivant la section considérée.

Phases

Pour les trois sections considérées, nous n'avons pas noté de variations sensibles de t_w quand h varie, du moins dès que h est supérieur à 6 millimètres. Nous pouvons donc conclure qu'il n'y a pas de déphasage de la modulation de vitesse de même fréquence que celle de l'excitation pour une section droite donnée de la veine d'expérience.

De plus, la valeur de t_w est de + 3,3 millisecondes dans la section "amont", - 2 millisecondes dans la section "milieu" et + 0,3 milliseconde dans la section "aval", ces valeurs indiquant l'écart de temps relevé entre la fermeture des volets et l'instant où la vitesse prend effectivement sa valeur minimale. Si l'on remarque que la demi-période vaut 25 millisecondes à la fréquence de 20 cycles par seconde, nous voyons que l'écart maximal est de l'ordre de 12 %, ce qui, étant données les imprécisions de la méthode de détermination, permet de conclure que l'hypothèse d'un "mouvement en bloc" à l'intérieur de la veine semble pouvoir être retenue. Ceci se rapproche des résultats observés par Miller et Fejer.

CHAPITRE IIÉCOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE

Cette étude a été conduite parallèlement à la réalisation de la plaque plane chauffée, afin de nous donner une première idée de l'effet des pulsations sur la convection thermique pulsée.

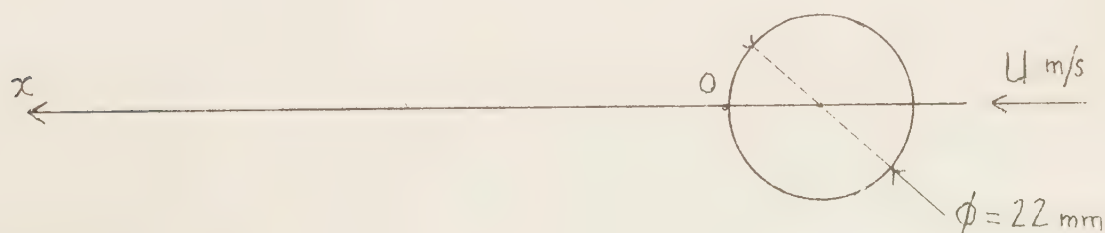
Avant d'entreprendre les mesures thermiques proprement dites, nous nous sommes attachés à l'étude dynamique des phénomènes mis en jeu dans l'écoulement pulsé autour d'un cylindre.

II.1 - ETUDE DYNAMIQUE

Un cylindre de 22 mm de diamètre a été placé horizontalement dans la veine d'expérience et transversalement à l'écoulement.

Nous avons étudié la répartition des vitesses autour de ce cylindre, d'abord en écoulement permanent pour une vitesse de 13,30 m/s ($Re = 2.10^4$), puis en écoulement pulsé à 25 cycles par seconde avec une vitesse moyenne égale à la précédente.

La sonde de l'anémomètre DISA a été déplacée successivement dans différents plans verticaux situés à plusieurs distances x comptées positivement en aval du point O dans la direction générale de l'écoulement (schéma ci-dessous).



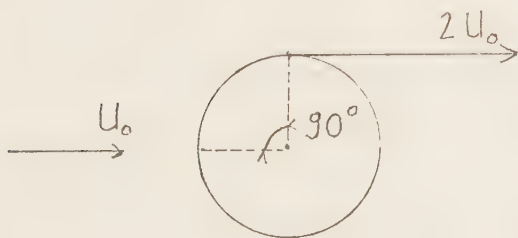
Sur les figures 8 et 9, nous avons tracé à la même échelle ($\frac{2}{1}$) les courbes donnant pour chaque plan de mesure les valeurs du déficit de vitesse par rapport au mouvement moyen d'ensemble ($U = 13,30 \text{ m/s}$).

L'examen de ces courbes fait apparaître une ressemblance trompeuse entre les configurations du sillage en écoulement pulsé et en écoulement permanent. On vérifie que le déficit de vitesse, maximum sur l'axe Ox , est d'autant moins accusé que x augmente. Mais ce qui est important, c'est que sur cet axe Ox et immédiatement en aval du cylindre, le freinage de l'air est plus important en écoulement permanent qu'en écoulement pulsé. C'est ce que traduit la courbe de la figure n° 10. Cela revient à dire que les pulsations ont pour effet de faire participer au mouvement général ce qui serait la zone de fluide mort dans le cas d'un écoulement permanent.

Cette observation prendra ses véritables dimensions à l'examen des résultats des mesures thermiques.

Parallèlement, ce phénomène s'accompagne d'un élargissement des zones de survitesse qui existent de part et d'autre du cylindre pour $x \leq 30 \text{ mm}$, comme cela est visible sur les figures 8 et 9.

L'existence de ces zones de survitesse s'explique si l'on songe que, pour un fluide parfait, la vitesse en un point situé à 90° par rapport à la direction du vent incident vaut



$2U_0$ (schéma ci-contre) (cf Schlichting (18) p. 152). Pour un fluide réel, ceci n'est plus vrai, mais on conçoit bien que, en aval du cylindre, à la frontière de la couche-limite, la conservation de la masse veut qu'il existe des zones où la vitesse est supérieure à U_0 .

II.2 - ETUDE THERMIQUE

Une première étude a été faite d'une façon grossière sur un cylindre de diamètre 22 mm, chauffé intérieurement par une résistance électrique bobinée sur manchon de céramique et équipé d'un seul thermocouple fer-constantan permettant de connaître la température de surface d'une manière approximative.

Pour chaque valeur de la vitesse du vent, nous avons réglé la tension de chauffage de la résistance électrique (autotransformateur 0-220 volts) de telle manière à amener la différence $T_{\text{surface}} - T_{\text{ambiante}}$ à la valeur de 60°C. L'équilibre thermique atteint, nous pouvions déterminer le coefficient de convection moyen et global par évaluation de la puissance électrique fournie.

Les résultats sont donnés sur la figure n° 11 pour des vitesses allant de 5 à 40 m/s en écoulement permanent, et de 7 à 17 m/s en écoulement pulsé à 35 cycles par seconde. Nous n'avons pas constaté de différences sensibles en fonction de la fréquence, mais par contre l'influence de la position de la soudure du thermocouple par rapport à la direction du vent n'était pas négligeable (5 % de variation sur la convection moyenne). Dans l'ensemble, cette première manipulation a fait apparaître que les échanges thermiques augmentent d'environ 15 à 20 % du fait de la pulsation de l'écoulement.

Ce premier résultat encourageant nous a poussé à expérimenter sur un nouveau montage plus soigné.

II.2.1. Nouveau montage

Les perfectionnements expérimentaux ont porté sur trois points (*) :

- mesure de la température moyenne de la surface du cylindre

(*) La phase expérimentale décrite dans ce paragraphe a été conduite en collaboration avec M. MARTIN

- atténuation des dissymétries presque inévitables de chauffage
- possibilité de placer en amont du cylindre de mesure un autre cylindre disposé en ligne avec le premier à distance réglable.

Nous avons vu ci-dessus que les échanges thermiques dépendaient de la position de la soudure du thermocouple. Ce phénomène s'explique parfaitement au vu des mesures faites par E. Schmidt et K. Wenner (17) dans le cas des écoulements permanents. C'est pourquoi nous avons disposé quatre thermocouples dont les angles de positionnement par rapport à la direction de l'écoulement ont été choisis de façon à mesurer les températures en des points caractéristiques (voir schéma 1). Ces thermocouples sont dans la région centrale du cylindre, mais pour des raisons technologiques ne sont pas situés dans une même section droite.

a) Soudure chaude (voir schéma 2)

Les thermocouples utilisés sont en Alumel-Chromel de 1 mm de diamètre de gaine (type thermocoax Philips 2 AB AC 10). La soudure, réalisée par fusion des deux métaux comme conseillé par le constructeur, est ensuite recouverte par un capuchon en acier inoxydable. Le temps de réponse du thermocouple ainsi conçu est de l'ordre de 1,5 seconde.

b) Soudure froide (voir schéma 3)

L'important pour nous étant de mesurer la différence de température entre la paroi du cylindre et l'air ambiant en amont de celui-ci, les soudures que l'on peut appeler "soudure ambiante" ont été placées directement dans la veine d'expérience. Cette méthode permet en outre de s'affranchir des erreurs dues à la lente variation de la température ambiante au cours de la manipulation.

II.2.2. Réalisation du montage et essais préliminaires

a) Cylindre chauffé (voir schéma 4)

Il est en cuivre, de diamètre $d = 35$ mm extérieur, 24 mm intérieur et de longueur $L = 240$ mm. Il est chauffé intérieurement comme vu précédemment.

L'élément chauffant est d'une part isolé électriquement du cylindre par une feuille de mica, d'autre part centré à l'aide de deux embouts en bois de même diamètre extérieur que le cylindre (ceux-ci ayant aussi pour but d'éviter les perturbations aérodynamiques).

b) Supports des cylindres dans la veine (voir schéma 5)

Ils permettent de faire varier, au cours des expériences, la distance entre le cylindre chauffé et un cylindre obstacle de même diamètre placé en amont.

c) Dispositif de mesure (voir schéma 6)

Mesure de la puissance électrique dissipée par effet Joule : méthode ampèremètre-voltmètre.

Mesure de la vitesse moyenne : anémomètre à fil chaud DISA.

Mesure des températures : méthode d'opposition au potentiomètre AOIP.

d) Essais préliminaires

L'étalonnage d'un thermocouple, réalisé dans les conditions d'emploi, a porté sur des variations de température allant de 20 à 70°C. Dans la région qui nous intéresse (écart de température voisin de 60°C), cette courbe peut être, avec une très bonne précision, assimilée à une droite de pente 0,04 millivolts par degré C.

En outre, un premier essai a fait ressortir une dissymétrie dans les indications des thermocouples T_1 et T_4 (cf schéma 1), pouvant atteindre 3°C .

Les raisons de cet écart peuvent être :

- soit une dissymétrie dans le chauffage, consécutif à un léger excentrage du tube support de la résistance chauffante. Ceci paraît néanmoins douteux si l'on songe que la forte épaisseur du cylindre (5,5 mm) apporte un gros effet modérateur par conduction dans le cuivre.

- soit une structure hétérogène de la feuille de mica.

- soit enfin un effet de la convection naturelle, non négligeable aux faibles vitesses d'écoulement. Toutefois, dans ce cas, la dissymétrie devrait s'estomper aux vitesses plus fortes, ce qui n'est pas. Il faut remarquer que cette dissymétrie n'altère pas le but recherché à savoir définir la température moyenne.

II.2.3. Principe de mesure du coefficient de convection global

α_m

L'équilibre thermique étant atteint pour une vitesse de vent donnée, on peut estimer que l'énergie électrique fournie à la résistance est égale à chaque instant à l'énergie calorifique emportée par l'écoulement. Nous pouvons donc définir le coefficient de convection par :

$$\alpha_m = \frac{P}{\Delta T \cdot S} \quad (*) \quad P : \text{puissance dissipée par effet Joule}$$

ΔT : moyenne arithmétique des indications des quatre thermocouples

S : surface d'échange = $\pi \cdot d \cdot L$

(*) Notons qu'en toute rigueur, il faut apporter à la valeur de α_m une correction sur P du fait des pertes d'énergie par rayonnement (voir II.2.4.).

La vitesse U de l'écoulement est réglée en agissant sur le débit du ventilateur centrifuge de la soufflerie.

11.2.4. Résultats

Les tableaux I, II et III donnent l'ensemble des résultats

- avec le cylindre chauffé seul, en écoulement permanent, puis en écoulement pulsé à 20 cycles/seconde,
- avec les deux cylindres distants de 60 mm, puis de 100 mm dans les deux mêmes types d'écoulements.

La figure n° 12 montre les courbes de variation du coefficient α_m en fonction de la vitesse dans les différents cas.

a) Correspondance de nos résultats avec ceux de R. Hilpert (16)

Nous avons vérifié la concordance de nos résultats en régime permanent avec ceux de R. Hilpert pour un point quelconque de la courbe $\alpha_m = f(U)$ (cylindre seul)

Les nombres de Nusselt moyen et de Reynolds sont donnés par

$$Nu_m = \frac{\alpha_m d}{\lambda} \quad Re_m = \frac{U d}{\nu}$$

α_m : coefficient de convection

λ : conductivité thermique de l'air

ν : viscosité cinématique de l'air

d : diamètre du cylindre

U : vitesse de l'écoulement d'air

Pour le point choisi, nous avons : $U = 6,8 \text{ m/s}$

$$\alpha_m = 46,3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}}$$

Or :

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \begin{cases} 1,151 \text{ à } 320^\circ\text{K} \\ 1,182 \text{ à } 330^\circ\text{K} \\ 1,213 \text{ à } 340^\circ\text{K} \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{(Tables of thermo-} \\ \text{dynamics and trans-} \\ \text{fert properties.} \\ \text{Pergamon Press 1960)} \end{array}$$

avec

$$\lambda_0 = 5,77 \cdot 10^{-5} \text{ cal.cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \quad \text{à } T_0 = 273^\circ\text{K}$$

Pour ce calcul, nous évaluons λ à une température égale à la moyenne arithmétique entre la température de surface du cylindre et la température ambiante, soit

$$\lambda = 5,77 \times 1,18 \cdot 10^{-5} \text{ cal.cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot (^\circ\text{K})^{-1} \quad \text{à } 325^\circ\text{K}$$

$$\text{ou} \quad \lambda = 0,285 \cdot 10^{-3} \text{ W.cm}^{-1} \cdot (^\circ\text{K})^{-1}$$

Quant à la viscosité, elle est donnée par la formule de Sutherland

$$\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{273}} \cdot \frac{1 + \frac{113}{273}}{1 + \frac{113}{T}}$$

$$\text{avec } \mu_0 = 1,709 \cdot 10^{-4} \text{ poises}$$

Dans ces conditions, nous obtenons

$$\text{Nu}_m = 57 \quad \text{et} \quad \text{Re}_m = 1,59 \cdot 10^4$$

Le point correspondant est bien situé sur la couche de R. Hilpert (voir Schlichting (18) p. 324)

b) Précision des mesures

$$\text{Erreur sur le calcul de } \alpha_m$$

$$\alpha_m = \frac{V \times I}{S \times \Delta T}$$

TABLEAU I

Cylindre seul - écoulement permanent et pulsé

v (v)	J (m/s)	V (v)	I (A)	P (W)	ΔT (°C)	$S. \Delta T$ (m ² .°C)	α_m W/m ² .°C	θ (°C)
6	1,6	27,5	0,9	24,8	59,5	1,570	15,8	19,3
6,3	2,45	31,5	1	31,5	58,4	1,542	20,4	20,2
6,6	3,35	36	1,125	40,5	60,3	1,592	25,4	20
6,9	4,35	41,75	1,265	52,7	60,4	1,595	33	21,8
7,2	5,5	46	1,360	62,6	60,4	1,595	39,25	22
7,5	6,8	50	1,485	74,3	60,75	1,605	46,3	22,2
7,85	8,65	55	1,6	88	60,4	1,595	55,15	22,2
7,95	9,35	56,5	1,65	93	60,6	1,6	58,2	19,5
8,15	10,8	59,5	1,725	102,7	59,7	1,576	65,25	21,8
Fréquence de pulsation : 20 cycles/seconde								
6	1,6	28,2	0,925	26,1	60	1,582	16,5	21,2
6,3	2,45	33,5	1,05	35,15	60,8	1,608	22	21,7
6,6	3,35	39,5	1,2	47,4	60	1,582	28,7	22
6,85	4,15	43,5	1,31	57	61,4	1,62	35,2	21,2
7,15	5,25	49	1,45	71	58,8	1,555	45,65	22
7,45	6,6	55	1,615	88,8	60,25	1,59	55,8	22,3
7,75	8,2	59,5	1,74	103,5	60,8	1,605	64,5	22,7
7,8	8,5	60,5	1,78	107,6	59,9	1,58	67	22,5

Distance entre cylindres : 60 mm

Ecoulement permanent et pulsé

v (v)	U (m/s)	V (v)	I (A)	P (W)	ΔT (°C)	S. ΔT (m ² °C)	α_m (W/m ² °C)	θ (°C)
6,07	1,8	27	0,875	23,6	61,7	1,63	14,5	21,5
6,4	2,7	31,5	1	31,5	61,2	1,615	19,5	22,7
6,7	3,65	38	1,175	44,7	62	1,635	27,3	22,5
7	4,7	44,5	1,325	59	60,4	1,595	37	22,5
7,25	5,65	49	1,475	72,25	61,2	1,615	44,8	23
7,5	6,8	54	1,6	86,5	61,3	1,62	53,4	23,3
7,8	8,45	58,5	1,725	101	60	1,585	63,7	23,7
8	9,8	61	1,775	108,2	59	1,557	69,5	23,8
8,35	12,6	66	1,925	127	58,8	1,55	82	23,9

Fréquence de pulsation : 20 cycles/seconde

6,1	1,85	28,5	0,94	26,8	61,25	1,615	16,6	23,6
6,35	2,55	36	1,11	40	60,5	1,595	25,1	22,1
6,65	3,5	42,5	1,265	53,7	60,1	1,587	33,8	22,4
6,9	4,35	46,5	1,4	65,15	60,9	1,609	40,5	24,4
7,2	5,5	53	1,575	83,5	60	1,585	52,7	24,8
7,55	7	59,5	1,76	103	60,7	1,6	64,4	25,3
7,75	8,2	63	1,85	116,5	60,5	1,597	73	25,5
7,9	9,1	64,5	1,875	121	60,4	1,594	75,9	22,4

Distance entre cylindres : 100 mm

Ecoulement permanent et pulsé

v (v)	U (m/s)	V (v)	I (A)	P (W)	ΔT (°C)	S. ΔT (m ² .°C)	α (W/m ² .°C)	θ (°C)
6,25	2,3	31	1	31	62,8	1,66	18,65	20
6,4	2,75	35	1,085	38	62	1,637	23,25	21,1
6,7	3,65	40	1,225	49	60,7	1,6	30,6	21,4
7	4,7	45	1,35	60,8	60,3	1,592	38,2	21,1
7,3	5,9	50	1,475	73,8	61,2	1,617	45,7	22
7,6	7,35	55	1,625	89,3	60,8	1,605	55,6	22
7,9	9,1	59	1,75	103,2	60,5	1,6	64,5	22
8,1	10,5	63,5	1,85	117,5	60,5	1,6	73,4	19,8
8,4	13	68	1,975	134,2	59,7	1,575	85,2	20

Fréquence de pulsation : 20 cycles/seconde

6,3	2,45	34	1,075	36,6	63,3	1,673	21,9	21,5
6,65	3,5	43	1,3	56	62	1,64	34,1	21,7
7	4,9	48,5	1,435	69,5	60	1,583	43,9	22,7
7,2	5,5	51	1,515	77,25	59,6	1,572	49,15	22,7
7,5	6,8	58,5	1,725	101	61,1	1,610	62,75	23,1
7,75	8,1	63	1,850	116,5	61,4	1,62	71,9	24
7,85	8,8	63,5	1,875	119	60,4	1,593	74,7	24,3

La différentielle logarithmique donne :

$$\frac{d \alpha_m}{\alpha_m} = \frac{dV}{V} + \frac{dI}{I} - \frac{d(\Delta T)}{\Delta T} - \frac{dS}{S}$$

soit en passant aux erreurs :

$$\left| \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right| \leq \left| \frac{\Delta V}{V} \right| + \left| \frac{\Delta I}{I} \right| + \left| \frac{\Delta (\Delta T)}{\Delta T} \right| + \left| \frac{\Delta S}{S} \right|$$

On peut estimer :

$$\Delta V = 0,5 \text{ volt}$$

$$\Delta I = 0,025 \text{ ampère}$$

$$\Delta S \simeq 0 \text{ (la surface du cylindre est connue parfaitement)}$$

Quant à $\Delta (\Delta T)$, elle est la somme d'une erreur de mesure des tensions induites aux bornes des thermocouples pratiquement négligeable, et d'une erreur systématique due à l'estimation approchée de la température moyenne puisque nous ne disposons que de quatre thermocouples.

On peut estimer raisonnablement :

$$\frac{\Delta (\Delta T)}{\Delta T} \simeq 1,5 \%$$

Dans le cas le plus défavorable, nous avons :

$$\left| \frac{\Delta V}{V} \right| = \frac{0,5}{27} \simeq 2 \%$$

$$\left| \frac{\Delta I}{I} \right| = \frac{0,025}{0,875} \simeq 3 \%$$

et par conséquent : $\left| \frac{\Delta \alpha_m}{\alpha_m} \right| \leq 6 \%$ environ, alors que l'erreur sera de 3 % environ aux plus fortes vitesses.

Erreur sur la valeur de la vitesse moyenne U

Nous admettons pour simplifier que, dans le domaine des faibles vitesses, la courbe reliant la tension v lue sur l'anémomètre à la vitesse U est une droite :

$$v = K.U \quad \text{avec} \quad K \approx \frac{3}{10} \cdot \frac{\text{volts}}{\text{m/s}}$$

$$\text{On a donc :} \quad \Delta U = \frac{U}{V} \cdot \Delta v = \frac{1}{K} \cdot \Delta v$$

$$\text{soit :} \quad \Delta U = \frac{10}{3} \cdot \Delta v \quad \text{avec} \quad \Delta v = 0,05 \text{ volt}$$

$$\Delta U = 0,17 \text{ m/s}$$

Dans le cas le plus défavorable, l'erreur relative est $\frac{\Delta U}{U} \leq 10 \%$, alors qu'aux fortes vitesses, l'erreur devient inférieure à 2 %.

Conclusion de ce calcul d'erreur

Chaque point expérimental est entaché d'une erreur qui peut être matérialisée par de petits rectangles de dimensions $(\Delta \alpha, \Delta U)$. Les courbes ont été tracées (figure 12) de telle manière à couper tous les rectangles ainsi obtenus.

c) Correction de rayonnement

La quantité de chaleur perdue par rayonnement est :

$$q = \sigma \cdot \epsilon (T^4 - T_0^4)$$

où :

σ est la constante de Stephan-Boltzmann

$$\sigma = 0,137 \cdot 10^{-11} \text{ cal.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-4}$$

ϵ est le coefficient d'émission que nous choisissons égal à 0,4 (cuivre oxydé)

$$T_0 = 300^\circ \text{K environ}$$

$$T = T_0 + \Delta T = T_0 + 60^\circ = 360^\circ \text{K}$$

En faisant un développement limité, nous pouvons écrire :

$$q = 4 \sigma \epsilon T_0^3 (T - T_0)$$

Posant $h_r = 4 \sigma \epsilon T_o^3$, nous avons :

$$h_r = 4 \times 0,137.10^{-11} \times 0,4 \times (300)^3$$

soit

$$h_r = 5,92.10^{-5} \text{ cal.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{°K}^{-1}$$

La surface du cylindre étant $S = 263 \text{ cm}^2$, nous obtenons :

$$q = 5,92.10^{-5} \times 263 \times 60 = 0,934 \text{ cal.s}^{-1}$$

soit

$$\underline{q \simeq 4 \text{ watts}}$$

Nous voyons qu'aux faibles vitesses, où la puissance dissipée P est de l'ordre de 25 watts, la correction influe de 17 % environ, mais est beaucoup moins importante aux fortes vitesses.

Pour notre étude, ceci n'est pas gênant puisque c'est la comparaison des résultats entre le régime permanent et le régime pulsé qui nous intéresse.

II.2.5. Conclusions et remarques sur l'étude de la convection autour des cylindres

L'examen des courbes de la figure n° 12 fait ressortir que, quelle que soit la position relative des cylindres il y a une augmentation très sensible du coefficient de convection α_m pour une même vitesse moyenne. Le gain peut atteindre 30 à 40 % pour les vitesses d'air voisines de 3,5 m/s, mais en aucun cas, il est inférieur à 15 %.

Les courbes relatives au cylindre seul indiquent un affaiblissement très net du coefficient de convection, en comparaison de ce qui est obtenu pour deux cylindres en ligne. Cette remarque conduit naturellement à penser que la seule présence d'un cylindre en amont favorise l'échange thermique

par la mise en turbulence du sillage de l'obstacle amont.

En outre, nous n'avons pas trouvé que la distance entre les deux cylindres (60 ou 100 mm) a une grosse influence sur la convection, ce qui semble normal si l'on se souvient que l'étendue du sillage mort d'un cylindre ne dépasse 60 mm pour un diamètre de 35 mm.

Une étude plus approfondie serait nécessaire pour effectuer une image plus complète d'un échangeur de chaleur, afin d'affirmer qu'il est possible de réduire de façon très appréciable l'encombrement des faisceaux tubulaires par l'utilisation d'un écoulement pulsé. Il semble toutefois que l'on puisse compter sur une réduction de 15 % au minimum des surfaces d'échange. Mais dès à présent, il semble difficile de mettre en doute l'influence des pulsations sur la convection par les tubes.

Il nous restait alors à faire une étude similaire dans le cas d'une plaque plane chauffée, afin de vérifier si les résultats encourageants obtenus sur les cylindres se trouvaient renforcés.

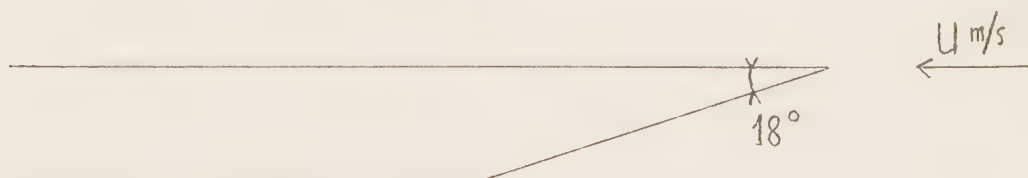
ESSAIS DYNAMIQUES SUR PLAQUE PLANE

Ces essais ont eu pour but de vérifier partiellement les résultats de Miller et Fejer (10) selon lesquels les profils de vitesses moyennes en régime de couche-limite laminaire s'identifient avec le profil théorique de Blasius d'un écoulement permanent.

Les hauteurs h de la sonde au-dessus de la plaque étaient mesurées par visée optique (cathétomètre Wild pointé successivement sur le fil, puis sur son image dans la plaque).

III.1 - PLAQUE PLANE A BORD D'ATTAQUE EN BISEAU

La plaque choisie avait un bord d'attaque en biseau faisant un angle de 18° , et était placée avec une incidence nulle dans la veine d'essais.



Nous avons effectué les mêmes mesures que dans le cas de l'étude de la chambre d'expériences de la soufflerie, aux deux fréquences de 20 et de 50 cycles par seconde, mais afin de limiter le nombre de courbes, nous ne donnons les résultats graphiques que pour la fréquence de 20 cycles par seconde.

III.1.1. Profils des vitesses moyennes

Appelant x la distance prise sur l'axe de la veine entre le bord d'attaque de la plaque et la sonde DISA, nous avons fait des mesures pour $x = 1$ cm ; 9,5 cm ; 55,5 cm et 103 cm. Les profils obtenus sont donnés sur la figure 13.

III.1.2. Épaisseur de la couche-limite et profils en coordonnées réduites

Nous avons déterminé au moyen des courbes ci-dessus l'épaisseur de couche-limite δ , définie comme étant la hauteur où la vitesse moyenne a atteint les 99/100 de la valeur à l'infini au-dessus de la plaque.

La figure 14 donne les courbes en coordonnées réduites

$$\frac{U}{U_{\infty}} = f\left(\frac{h}{\delta}\right)$$

III.1.3. Analyse des résultats

a) Vitesses moyennes

L'examen des courbes de la figure 13 fait apparaître une altération du profil de la vitesse moyenne au voisinage immédiat du bord d'attaque ($x = 1$ cm). Le profil présente en effet un maximum nettement supérieur à U_{∞} , et ceci subsiste à 50 cycles par seconde. Cette altération suggère l'hypothèse de décollements des filets fluides provoqués par la forme du profil d'attaque. Nous avons procédé à une visualisation de l'écoulement par injection de fumée de tabac en amont de la plaque, ce qui a confirmé notre hypothèse.

b) Profils en coordonnées réduites

Mis à part les singularités notées pour les faibles valeurs de x , les courbes de la figure 14 montrent que les profils obtenus sont très voisins du profil théorique de Nikuradse, traduisant donc l'existence d'une couche-limite turbulente.

Ce point mérite d'être souligné : il élargit en effet les observations de Miller et Fejer relatives à la couche-limite laminaire en vérifiant que le profil de Nikuradse est la solution de stabilité dans le cas des écoulements pulsés.

comme dans celui du mouvement permanent, bien que l'amplitude des pulsations soit incomparablement plus élevée que celle de la turbulence naturelle (rappelons que Miller et Fejer en opérant avec des conditions expérimentales proches des nôtres : nombre de Reynolds $7,35 \times 10^4$ pour $x = 9,5$ cm, paramètre de fréquence $\frac{wv}{U^2}$ compris entre $1,31 \times 10^{-5}$ et $1,88 \cdot 10^{-5}$, ont trouvé un profil proche de celui de Blasius correspondant à une couche-limite laminaire en écoulement permanent).

Il est néanmoins surprenant en ce qui nous concerne que, même pour de faibles valeurs de x , donc du nombre de Reynolds, il ne nous a pas été possible d'obtenir un profil du type Blasius. La singularité mentionnée au voisinage du bord d'attaque peut être la cause de cette apparition rapide de la couche-limite turbulente. L'étude de la plaque à profil symétrique précisera ce point.

c) Valeurs de $U_{\text{maximum}} - U_{\text{minimum}}$

Les courbes de la figure n° 15 représentent les variations $(U_{\text{max}} - U_{\text{mini}}) = g\left(\frac{h}{\delta}\right)$. Nous les avons accompagnées en annexe de photographies (n° 2 à 9) montrant la disparition progressive de la turbulence quand on s'éloigne de la plaque (pour une fréquence donnée et une abscisse x fixe).

Ces courbes sont intéressantes si on les compare avec les résultats de Richardson (15). Il notait un maximum accusé de l'amplitude de modulation de vitesse au voisinage immédiat de cette paroi (à 1,5 mm environ), après quoi cette amplitude décroît graduellement pour atteindre une valeur constante dans la zone centrale du tube (Richardson parle "d'effet annulaire" comparable à "l'effet de peau" en électricité).

En ce qui nous concerne, nous avons obtenu moins un pic accusé qu'un "palier maximum", mais nos observations rejoignent celles de Richardson .

d) Amplitudes U_{ω} et $U_{2\omega}$ et phase t_{ω} à 20 cycles/seconde

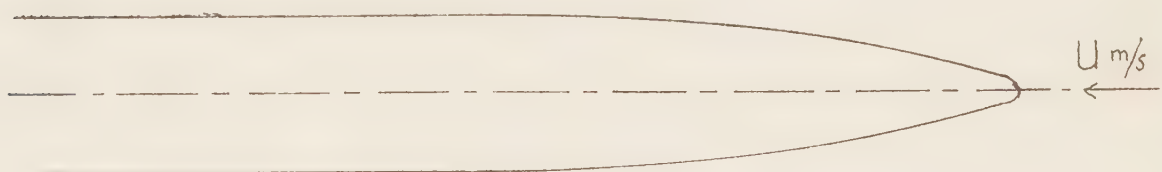
Les courbes que nous donnons sur la figure n° 16 rappellent les résultats obtenus pour les parois de la veine sans obstacle.

Notons au passage l'altération de la courbe pour $x = 1$ cm à rapprocher de celle vue sur les profils de vitesse.

En ce qui concerne la phase t_{ω} , nous avons observé sensiblement les mêmes résultats que pour la veine sans obstacle et, en particulier, l'hypothèse d'un "mouvement en bloc" semble être justifiée.

III.2 - PLAQUE A BORD D'ATTAQUE SYMETRIQUE

Pour faire disparaître la singularité cinématique près du bord d'attaque de la plaque, la forme de celui-ci a été modifiée pour lui donner un profil qu'utilisait Brunello (16).



Avant toute chose, nous avons constaté que les filets d'air visualisés par émission de fumée entouraient cette fois la plaque sans décollement perceptible.

En ce qui concerne la variation du taux de modulation dans la couche-limite, nous n'y reviendrons pas, les conclusions étant les mêmes que pour la plaque en biseau.

III.2.1. Profils des vitesses moyennes en coordonnées réduites

Afin de s'affranchir de tout risque d'erreur dans la détermination des hauteurs h de la sonde au-dessus de la plaque, nous avons mis au point un système de déplacement micrométrique permettant de positionner le fil chaud à 5.10^{-2} mm près.

Plusieurs séries de mesures ont été effectuées pour des valeurs de x allant de 100 à 500 millimètres, à une fréquence de 20 cycles par seconde et avec une vitesse moyenne à l'infini de 8,80 m/s. Les résultats obtenus sont représentés en coordonnées réduites sur la figure n° 17. L'examen de ces courbes montre bien que, quand x augmente, les profils évoluent vers celui de Nikuradse. La zone de transition entre régime laminaire et turbulent semble s'étaler sur des valeurs de x comprises entre 190 et 350 mm approximativement, donc sur une longueur sensiblement plus courte que celle obtenue par Miller et Fejer.

Toutefois, nous notons que même pour des valeurs faibles de x ($x = 100$ mm) correspondant à un nombre de Reynolds de l'ordre de 60 000, nous nous écartons notablement du profil théorique de Blasius caractérisant la couche-limite laminaire d'un écoulement permanent sans gradient longitudinal de pression. Dans le but de préciser ce point, nous avons effectué pour $x = 100$ mm, une série de mesures en écoulement permanent en choisissant une vitesse très voisine de la vitesse moyenne en écoulement pulsé à 20 cycles par seconde (8,80 m/s) afin de comparer les deux profils obtenus.

La figure n° 18 montre, aux erreurs expérimentales près, que la couche-limite laminaire est altérée par un gradient de pression longitudinal dû à la convexité du bord d'attaque et que les profils dans les deux cas de mouvement sont extrêmement proches.

III.2.2. Conclusions de ces mesures dynamiques sur plaque plane

Il apparaît selon nous que, bien que le nouveau dessin du bord d'attaque retarde l'apparition du régime turbulent, il ne permet pas néanmoins d'obtenir une couche-limite laminaire pure.

* Nous n'avons pas jugé utile de poursuivre plus avant les recherches dans ce sens, car nous portons notre attention sur l'étude des écoulements turbulents, lesquels sont les plus couramment rencontrés en pratique.

De plus, il est bon de ne pas perdre de vue que l'existence d'une couche-limite turbulente ne peut que favoriser la convection thermique, laquelle fait l'objet de l'essentiel de ce dont nous allons traiter maintenant.

ETUDE DE LA CONVECTION SUR PLAQUE
PLANE

1ère Partie : Réalisation de la plaque plane chauffée

IV.1 - MONTAGE EXPERIMENTAL (plaque et installations annexes)

La plaque a été réalisée dans une tôle de cuivre de 10 mm d'épaisseur, l'inconvénient d'une certaine importance de l'inertie thermique étant largement compensé par une bonne rigidité, un bon état de surface et par la possibilité de donner une profondeur suffisante aux encoches destinées à recevoir les éléments chauffants électriques et les thermocouples.

Ces encoches sont au nombre de 10, situées à des abscisses x à partir du bord d'attaque de la plaque respectivement égales à : 195, 295, 395, 1095 mm. Elles ont été taillées aux dimensions de 32 X 150 mm avec 4 mm de profondeur, de manière à placer dans chacune d'elles une longueur importante de fil chauffant (75 cm), lequel a été bouclé de façon à obtenir une galette chauffante bien homogène (voir schéma n° 8). Le fond de chaque encoche a été isolé par une feuille de mica afin de canaliser le flux de chaleur fournie par la résistance chauffante vers la surface de la plaque.

L'immobilisation de l'ensemble a été obtenue par une coulée d'étain, suivie d'un ponçage afin d'obtenir une surface aussi lisse que possible.

Le fil chauffant (de marque Pyrotenax) de 2,8 mm de diamètre extérieur, est représenté en coupe sur le schéma n° 9. La résistance d'un élément chauffant est avec ce fil, de 1,5 ohm sur toute la gamme de températures correspondant aux puissances qu'il est possible de dissiper. Chacun d'entre eux est mis en série avec un potentiomètre de 4,7 ohms - 5 ampères,

ét alimenté par un seul transformateur avec abaissement de la tension 220 volts - 6 volts - 1 kVA. La puissance maximale de chauffe pour un élément chauffant est, dans ces conditions de 24 watts. Quant au chauffage général de la plaque, il a été obtenu par une circulation d'eau chauffée à 50°C, à l'intérieur d'un bac cloisonné et soudé sous la plaque (schéma n° 7). Pour diminuer la fragilité de la soudure, et partant pour éviter tout risque de fuite d'eau, nous avons réalisé un bac avec bord rabattu soudé à plat. La thermostatisation de l'eau était obtenue dans une cuve au moyen de deux thermoplongeurs de 1000 watts chacun, dont l'un était en fonctionnement permanent (chauffage principal) et dont l'autre était commandé par un thermomètre à contact (régulation). La thermostatisation devrait être théoriquement réalisée au 1/10e de degré près, mais du fait de déperditions calorifiques non négligeables sur les circuits d'amenée d'eau entre la plaque et la cuve, elle était plus vraisemblablement réalisée à 3/10e de degré.

Le positionnement de la plaque dans la veine de la soufflerie a été résolu grâce à un cadre de bois servant de garde aérodynamique. Le bord d'attaque de ce cadre a été profilé de la même manière que pour la plaque ayant servi aux mesures dynamiques (profil symétrique).

Toutes les sorties nécessaires pour l'alimentation du bac en eau chaude pour le branchement électrique des fils chauffants et des thermocouples ont été faites par le plancher inférieur de la veine d'expérience.

Notons encore que les peignes de distribution et de réception de l'eau chaude ont été calorifugés par du cordon d'amiante afin de diminuer au maximum les pertes calorifiques.

La photographie n° 10 donnée en annexe montre la disposition d'ensemble de la plaque chauffante installée dans la veine d'expérience et du pupitre où ont été rassemblés tous les organes de commande et de mesures.

IV.2 - MESURES DES TEMPERATURES

Nous avons utilisé des couples thermoélectriques Pyrotenax cuivre-constantan, dont le schéma n° 10 montre une vue en coupe. La résistance ohmique de ces couples, à 20°C, est de 2,5 ohms par mètre.

La soudure chaude a été obtenue par dénudage, suivi d'un brasage à l'argent des deux fils, puis protégée par un petit capuchon de laiton (schéma 11).

Vingt-huit de ces thermocouples ont été disposés dans les encoches réparties sur la surface de la plaque comme indiqué sur le schéma 12, l'immobilisation ayant été réalisée par la même coulée d'étain que pour les éléments chauffants électriques. Les sorties de ces thermocouples sont raccordées en parallèle par l'intermédiaire de commutateurs à plots à un appareil de mesure (potentiomètre ADIP) comme l'indique le schéma n° 13. L'ensemble de toutes les soudures de raccordement est placé sous la plaque, à l'intérieur de la veine d'expérience de la soufflerie (soudures "ambiantes" déjà mentionnées pour le cylindre), si bien que nous pouvons mesurer directement $T_{\text{surface}} - T_{\text{ambiante}}$.

L'étalonnage a été réalisé pour un thermocouple et a montré que pour des valeurs de $T_{\text{surf}} - T_{\text{amb}}$ allant de 10 à 70°C, la tension était de 43,8 microvolts par degré.

IV .3 - MODE OPERATOIRE

Pour accéder à la valeur du coefficient de convection local, nous avons adopté le procédé suivant.

Considérant une inclusion chauffée électriquement, nous amenons sa température à la même valeur que la moyenne arithmétique des quatre températures données par les thermocouples encadrant au plus près le point de mesure considéré. Dans ces conditions, nous pouvons admettre avec bonne précision qu'il n'existe pas de gradient de température entre l'inclusion et le reste de la plaque, de telle sorte que toute la puissance

fournie sous forme électrique est arrachée par convection et par rayonnement (rappelons que le fond des encoches où sont placées les galettes chauffantes a été isolé par une feuille de mica).

Lorsque l'équilibre de température est atteint, nous connaissons par l'intermédiaire de la courbe d'étalonnage des thermocouples la différence T de température entre la plaque et l'air ambiant.

Nous calculons alors le coefficient d'échange local par :

$$\alpha = \frac{P - p_r}{S \cdot \Delta T} = \frac{P'}{S \cdot \Delta T}$$

où

- P est la puissance électrique fournie à l'élément considéré

$$P = \frac{V^2}{R} \quad \text{avec} \quad R = 1,5 \, \Omega$$

- S est la surface d'une galette

$$S = 32 \times 150 = 4800 \, \text{mm}^2 = 48 \, \text{cm}^2$$

- p_r puissance perdue par rayonnement.

Nous pouvons évaluer cette perte de puissance par rayonnement par comparaison avec ce qui avait été dit pour le cylindre. Nous avons vu que, pour ce dispositif, la puissance perdue était d'environ 4 watts, avec une surface d'échange de $283 \, \text{cm}^2$ et un écart de température de 60°C .

Sur la plaque avec une surface de galette six fois plus petite ($48 \, \text{cm}^2$) et une différence de température deux fois plus petite, cette puissance est divisée par douze. Nous pouvons donc estimer avec une bonne précision :

$$p_r = 0,3 \, \text{watt}$$

Le procédé de mesure adopté a été le suivant : pour une vitesse constante de l'air dans la veine, nous avons

déterminé le coefficient α local au niveau des 10 inclusions chauffantes que possède la plaque. Ceci a été répété pour différentes vitesses, aussi bien en écoulement permanent qu'en écoulement pulsé. Dans ce dernier cas, nous avons en outre fait les mesures pour trois valeurs différentes de la fréquence de pulsation : 20, 35 et 50 cycles par seconde.

Les vitesses ont été mesurées en régime permanent à la fois au tube de Pitot et par l'anémomètre à fil chaud DISA, celui-ci servant également pour la détermination des vitesses moyennes en écoulement pulsé.

Pour chaque valeur de la vitesse et pour chacun des éléments chauffants, en régime permanent comme en régime pulsé, nous avons calculé les nombres sans dimension classiques :

$$Nu = \frac{\alpha \cdot x}{\lambda} \quad \text{et} \quad Re = \frac{U \cdot x}{\nu}$$

x : abscisse de l'élément chauffant considéré par rapport au bord d'attaque de la plaque.

La température ambiante étant d'environ 295°K et la température de surface de 321°K, nous avons déterminé la conductivité thermique à 308°K :

$$\lambda = 0,268 \cdot 10^{-3} \text{ W.cm}^{-1} \cdot ^\circ\text{K}^{-1}$$

Déterminant en outre la viscosité dynamique μ par la formule de Sutherland, nous avons calculé la valeur de la viscosité cinématique $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ et obtenu $\nu = 0,153$ stokes.

2ème Partie : Mesures et résultats

Appliquant ce qui a été dit en IV.3, nous avons fait des mesures du coefficient α local :

- en régime permanent, pour des vitesses de :
4,33 ; 9,17 ; 11,50 ; 13,55 ; 18,75 ; 21,30 ; 25,00 ;
26,40 ; 26,73 ; 28,81 et 33,60 mètres par seconde.
- en régime pulsé pour des vitesses moyennes de :
 - . à 20 cycles par seconde : 4,37 ; 5,76 ; 7,05 ;
8,82 ; 10,95 ; 15,60 et
21,07 m/s
 - . à 50 cycles par seconde : 6,66 ; 9,12 ; 11,56 ;
13,98 ; 17,43 ; 19,89 et
23,33 m/s
 - . à 35 cycles par seconde : 6,45 ; 9,12 ; et 13,54 m/s

Le taux de pulsation k , défini précédemment, varie entre 0,6 et 0,4. On trouvera l'ensemble des résultats sur les tableaux IV et IV bis, V et V bis, VI et VI bis, VII.

IV.4 - VARIATIONS DU COEFFICIENT DE CONVECTION LOCAL

1) En régime permanent

Nous avons porté sur la figure n° 19 les variations de α local exprimé en $\text{watts.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$ pour les 10 points de mesure répartis sur la longueur de la plaque, et ceci pour les 11 valeurs de la vitesse données ci-dessus.

2) En écoulement pulsé

Les figures n° 20, 21, 22 donnent les variations de α pour les trois fréquences mentionnées.

3) Evaluation de la précision des mesures

Comme dans le cas des cylindres, nous estimons que l'erreur commise dans l'évaluation de ΔT est d'environ 1,5 %.

	$U_{m/s}$	4,33	9,17	11,50	13,55	18,75	21,30	25,00	26,40	26,73	28,81	33,60
1	P'_W	2,37	3,90	4,21	4,14	4,49	5,18	5,70	4,93	4,45	4,30	4,74
$\frac{W}{\Delta T^\circ C}$	$\Delta T^\circ C$	27,6	28,9	31,0	27,8	26,3	26,6	25,1	24,4	26,9	21,9	23,3
	α	17,9	28,2	28,3	31,0	35,7	40,4	46,2	42,2	34,5	38,4	42,4
	Nu	134	210	207	232	256	302	344	323	251	278	306
10^{-5}	Re	0,55	1,17	1,46	1,72	2,38	2,70	3,18	3,35	3,39	3,66	4,27
2	P'_W	1,44	2,21	2,78	2,50	2,78	3,05	3,23	3,45	3,64	4,04	15,06
$\frac{W}{\Delta T^\circ C}$	$\Delta T^\circ C$	27,9	26,7	31,0	28,1	26,6	26,0	25,9	24,4	26,7	24,0	23,0
	α	10,6	16,0	16,7	18,6	21,6	23,5	26,0	29,4	28,4	35,0	136,2
	Nu	123	181	206	210	244	267	294	334	313	387	1500
10^{-5}	Re	0,83	1,76	2,21	2,61	3,61	4,08	4,81	5,08	5,14	5,54	6,46
3	P'_W	0,94	1,44	2,00	1,66	1,96	2,10	2,84	5,70	9,33	11,74	13,20
$\frac{W}{\Delta T^\circ C}$	$\Delta T^\circ C$	28,3	29,4	31,0	28,4	27,0	26,9	25,6	24,1	26,4	23,8	22,7
	α	7,0	10,3	13,5	12,1	15,2	16,3	23,2	49,3	73,5	104	121,5
	Nu	105	155	200	184	230	246	352	742	1085	1515	1790
10^{-5}	Re	1,12	2,36	2,96	3,49	4,82	5,48	6,43	6,80	6,88	7,41	8,65
	P'_W	0,83	1,10	1,84	1,30	1,50	1,96	9,33	10,35	13,20	12,03	11,74
$\frac{W}{\Delta T^\circ C}$	$\Delta T^\circ C$	28,3	29,0	30,8	28,2	26,3	26,4	25,2	23,2	26,4	23,6	22,5
	α	6,05	7,9	12,45	9,40	11,65	15,4	77,2	93,5	104,0	106,2	108,5
	Nu	116	150	230	180	220	292	1455	1770	1915	1960	2000
10^{-5}	Re	1,40	2,96	3,71	4,37	6,04	6,86	8,06	8,52	8,62	9,29	10,84
5	P'_W	0,67	0,83	1,35	0,97	1,30	5,51	9,84	11,00	12,60	11,74	10,90
$\frac{W}{\Delta T^\circ C}$	$\Delta T^\circ C$	28,3	29,0	30,0	28,2	26,3	25,6	25,0	23,4	26,3	23,8	23,0
	α	5,0	6,0	9,4	7,2	10,4	44,7	82,0	99,0	100,0	102,0	99,0
	Nu	116	136	208	164	236	1020	1870	2275	2220	2270	2190
10^{-5}	Re	1,68	3,55	4,46	5,25	7,27	8,25	9,70	10,20	10,36	11,17	13,02

TABLEAU IV Permanent

	$U_{m/s}$	4,33	9,17	11,50	13,55	18,75	21,30	25,00	26,40	26,73	28,81	33,60
6	P'_W	0,57	0,65	1,10	0,66	1,50	7,40	10,10	10,10	11,18	10,64	9,04
$\frac{W}{\sqrt{gD}}$	$\Delta T_{\circ C}$	28,4	28,8	29,8	27,2	25,6	25,4	25,1	23,6	26,4	23,6	23,2
	α	4,2	4,7	7,7	5,0	12,1	60,7	63,8	90,2	88,0	93,0	88,6
	Nu	111	125	200	131	321	1615	2215	2400	2290	2410	2300
10^{-5}	Re	1,96	4,15	5,21	6,13	8,48	9,64	11,33	11,90	12,10	13,04	15,21
7	P'_W	0,35	0,46	0,90	0,50	3,07	7,63	10,37	8,10	10,36	9,68	9,08
$\frac{W}{\sqrt{gD}}$	$\Delta T_{\circ C}$	28,4	28,6	29,6	27,8	25,4	25,5	25,2	23,4	26,6	24,2	23,4
	α	2,6	3,4	6,3	3,8	25,0	62,5	85,5	72,7	81,3	83,4	81
	Nu	78	103	187	115	760	1910	2610	2210	2410	2475	2400
10^{-5}	Re	2,25	4,75	5,95	7,02	9,72	11,0	12,9	13,7	13,84	14,92	17,40
8	P'_W	0,23	0,23	0,86	0,78	4,82	8,10	9,70	7,42	10,10	9,08	9,08
$\frac{W}{\sqrt{gD}}$	$\Delta T_{\circ C}$	28,4	28,4	29,4	27,2	26,6	25,8	26,2	23,6	26,8	24,4	23,5
	α	1,7	1,7	6,1	6,1	37,6	65,3	77,2	65,5	77	77,5	80,5
	Nu	57	57	203	205	1285	2240	2640	2240	2580	2590	2690
10^{-5}	Re	2,53	5,34	6,70	7,91	10,90	12,40	14,60	15,40	15,58	16,80	19,59
9	P'_W	0,14	0,14	0,94	1,62	7,14	8,25	8,34	7,42	10,00	8,48	8,63
$\frac{W}{\sqrt{gD}}$	$\Delta T_{\circ C}$	28,4	28,4	29,4	27,2	26,7	26,0	25,7	23,9	26,7	24,3	23,6
	α	1,0	1,0	6,7	12,4	55,5	66,4	67,3	64,3	78,0	72,5	78,0
	Nu	38	38	249	470	2110	2530	2560	2450	2890	2700	2890
10^{-5}	Re	2,81	5,94	7,45	8,78	12,20	13,80	16,2	17,1	17,32	18,67	21,78
10	P'_W	0,12	0,14	1,70	3,54	7,42	8,34	7,78	7,17	9,33	8,10	9,08
$\frac{W}{\sqrt{gD}}$	$\Delta T_{\circ C}$	28,4	28,4	28,8	27,2	26,8	25,8	25,4	23,9	26,5	24,4	23,6
	α	0,9	1,0	12,3	27,0	57,6	67,0	64,2	62,6	73,5	69,2	30,0
	Nu	36	38	502	1135	2415	2820	2690	2630	3000	2830	3270
10^{-5}	Re	3,09	6,54	8,20	9,66	13,4	15,2	17,9	18,9	19,07	20,55	23,97

TABLEAU IV bis Permanent

	U_0/ε	4,37	5,76	7,05	8,52	10,95	15,60	21,07
1	P'_{W}	2,40	2,76	3,08	4,14	5,19	5,23	7,40
	ΔT_{0C}	29,7	27,0	28,2	26,1	27,2	24,9	24,7
	α	16,8	121,5	22,7	33,0	39,0	43,8	62,5
	Nu	122	156	165	240	289	318	453
	Re	0,56	0,73	0,90	1,12	1,39	1,98	2,67
10^{-5}	P'_{W}	1,84	2,70	3,08	4,10	4,82	5,04	6,32
	ΔT_{0C}	29,5	27,2	28,0	26,4	27,3	24,8	24,6
	α	13,0	20,6	22,8	32,4	36,7	42,4	53,5
	Nu	143	227	251	357	404	467	590
	Re	0,84	1,11	1,36	1,69	2,10	2,99	4,05
3	P'_{W}	1,35	2,60	2,84	4,74	4,74	4,93	6,19
	ΔT_{0C}	29,6	27,2	27,9	26,4	27,7	24,7	24,5
	α	9,6	20,0	21,2	37,5	35,7	41,4	52,5
	Nu	140	294	312	553	526	610	775
	Re	1,12	1,48	1,81	2,27	2,82	4,01	5,42
10^{-5}	P'_{W}	1,55	2,75	2,84	4,56	4,74	4,74	6,87
	ΔT_{0C}	29,4	27,1	27,6	26,4	27,7	24,4	24,2
	α	11,0	21,1	21,5	36,0	35,7	40,4	59,1
	Nu	202	391	395	665	659	747	1090
	Re	1,41	1,86	2,27	2,84	3,53	5,03	6,79
4	P'_{W}	1,60	2,60	2,75	4,74	4,74	4,67	6,44
	ΔT_{0C}	29,3	27,0	27,6	26,4	27,6	24,6	24,5
	α	11,4	20,0	20,7	37,4	35,9	39,6	55,0
	Nu	253	445	460	832	795	880	1220
	Re	1,69	2,23	2,73	3,42	4,24	6,04	8,17
10^{-5}	P'_{W}	1,60	2,60	2,75	4,74	4,74	4,67	6,44
	ΔT_{0C}	29,3	27,0	27,6	26,4	27,6	24,6	24,5
	α	11,4	20,0	20,7	37,4	35,9	39,6	55,0
	Nu	253	445	460	832	795	880	1220
	Re	1,69	2,23	2,73	3,42	4,24	6,04	8,17

TABLEAU V

20 cycles/seconde

	U_m/s	4,37	5,76	7,05	8,32	10,55	15,60	21,07
6	P'_{W}	2,15	2,58	2,78	5,04	4,93	4,76	6,32
	$\Delta T_{°C}$	29,2	27,1	27,4	26,2	27,7	24,4	24,2
	$\frac{W}{m^2 \cdot °C}$	α	15,3	19,7	21,1	40,2	37,2	40,6
		Nu	396	515	550	1040	965	1050
	10^{-5}	Re	1,98	2,61	3,19	3,99	4,96	7,06
7	P'_{W}	2,15	2,40	2,78	4,56	4,56	4,78	6,39
	$\Delta T_{°C}$	29,1	27,2	27,2	26,2	27,8	24,4	24,2
	$\frac{W}{m^2 \cdot °C}$	α	15,3	18,3	21,3	36,0	34,2	40,9
		Nu	456	543	633	1080	1015	1210
	10^{-5}	Re	2,26	2,98	3,65	4,57	5,67	8,08
8	P'_{W}	1,90	2,48	2,78	4,63	4,10	4,67	6,03
	$\Delta T_{°C}$	29,1	27,3	27,3	26,4	27,9	24,3	24,2
	$\frac{W}{m^2 \cdot °C}$	α	13,6	18,9	21,2	36,6	30,7	40,0
		Nu	454	632	710	1220	1025	1335
	10^{-5}	Re	2,55	3,36	4,11	5,14	6,38	9,09
9	P'_{W}	1,80	2,30	2,72	4,56	4,38	4,63	6,11
	$\Delta T_{°C}$	29,0	27,3	27,3	26,2	27,9	24,0	24,2
	$\frac{W}{m^2 \cdot °C}$	α	13,0	17,6	20,8	36,3	32,8	40,3
		Nu	480	653	770	1345	1215	1490
	10^{-5}	Re	2,83	3,73	4,57	5,71	7,09	10,11
9	P'_{W}	2,15	2,40	2,70	4,56	4,28	4,67	6,02
	$\Delta T_{°C}$	28,8	27,4	27,2	26,2	28,0	23,9	24,2
	$\frac{W}{m^2 \cdot °C}$	α	15,6	18,3	20,7	36,3	31,8	40,6
		Nu	635	745	845	1485	1300	1655
	10^{-5}	Re	3,12	4,11	5,03	6,29	7,81	11,13

TABLEAU V bis

20 cycles/seconde

	U_m/s	6,66	9,12	11,56	13,98	17,43	19,89	23,33
1 $\frac{W}{m^2 \cdot ^\circ C}$ 10^{-5}	P'_{W}	3,62	3,54	4,67	5,70	7,04	8,72	11,46
	$\Delta T_{\circ C}$	28,9	26,9	27,0	24,0	24,0	23,4	24,0
	α	21,8	27,5	36,0	49,5	61,3	77,5	100
	Nu	158	200	263	361	445	565	723
	Re	0,85	1,16	1,47	1,77	2,21	2,53	2,96
2 $\frac{W}{m^2 \cdot ^\circ C}$ 10^{-5}	P'_{W}	2,55	4,28	4,74	5,98	6,74	7,49	9,32
	$\Delta T_{\circ C}$	28,9	27,0	27,2	24,1	24,0	23,2	23,9
	α	18,4	33,1	36,2	51,7	58,5	67,3	81,2
	Nu	203	364	400	570	643	740	893
	Re	1,28	1,75	2,22	2,68	3,35	3,82	4,48
3 $\frac{W}{m^2 \cdot ^\circ C}$ 10^{-5}	P'_{W}	2,65	4,21	4,74	5,23	6,19	7,00	7,86
	$\Delta T_{\circ C}$	28,6	26,9	27,3	24,1	24,1	23,1	23,9
	α	19,3	32,7	36,3	45,3	53,6	63,0	68,4
	Nu	284	480	535	666	790	930	1010
	Re	1,71	2,35	2,97	3,60	4,48	5,12	6,00
4 $\frac{W}{m^2 \cdot ^\circ C}$ 10^{-5}	P'_{W}	3,14	3,97	4,67	4,93	6,02	6,53	7,40
	$\Delta T_{\circ C}$	28,4	26,7	27,0	24,1	24,2	23,0	24,0
	α	23,0	30,2	36,0	42,8	51,8	59,3	64,3
	Nu	425	558	665	790	955	1095	1105
	Re	2,15	2,94	3,73	4,51	5,62	6,41	7,52
5 $\frac{W}{m^2 \cdot ^\circ C}$ 10^{-5}	P'_{W}	2,93	3,54	4,71	4,74	5,82	6,23	7,40
	$\Delta T_{\circ C}$	20,2	26,9	27,0	24,1	24,2	23,0	23,9
	α	21,6	27,4	36,3	41,0	50,0	56,3	64,5
	Nu	480	608	807	910	1110	1255	1440
	Re	2,58	3,53	4,48	5,42	6,75	7,71	9,04

TABLEAU VI

50 cycles/seconde

	U_m/s	6,66	9,12	11,55	13,98	17,43	19,89	23,33
6	P'_{W}	2,55	3,32	4,46	4,45	5,70	5,82	6,74
	$\Delta T_{°C}$	28,2	27,0	27,0	24,1	24,2	22,8	23,7
	α	19,5	20,7	30,4	30,5	49,3	53,2	50,9
	Nu	506	665	850	1000	1275	1375	1525
	Re	3,01	4,13	5,23	6,33	7,89	9,00	10,50
10^{-5}	P'_{W}	2,45	2,73	4,38	4,04	5,19	5,50	6,74
	$\Delta T_{°C}$	28,2	27,0	26,7	24,1	24,2	22,7	23,8
	α	18,1	22,7	34,0	35,0	44,8	50,4	53,0
	Nu	538	672	1005	1035	1325	1500	1750
	Re	3,45	4,72	5,98	7,24	9,03	10,30	12,08
8	P'_{W}	2,33	2,75	3,87	3,80	4,74	5,19	6,40
	$\Delta T_{°C}$	28,1	27,0	26,9	24,0	24,0	22,3	23,4
	α	17,3	21,2	30,0	33,1	41,3	48,7	57,0
	Nu	575	707	1000	1105	1370	1620	1900
	Re	3,48	5,32	6,74	8,15	10,16	11,60	13,60
10^{-5}	P'_{W}	2,20	2,65	3,73	3,73	4,82	4,81	6,27
	$\Delta T_{°C}$	27,9	27,1	26,7	23,7	24,1	22,3	23,8
	α	16,5	20,2	29,0	32,6	41,8	44,9	54,9
	Nu	607	758	1075	1210	1550	1655	2035
	Re	4,32	5,91	7,49	9,06	11,30	12,89	15,12
10	P'_{W}	2,20	2,93	3,54	3,64	4,74	4,45	5,31
	$\Delta T_{°C}$	27,9	27,1	26,6	23,8	24,0	22,3	23,6
	α	16,4	22,5	27,7	31,9	41,3	41,6	46,8
	Nu	670	920	1135	1300	1680	1700	1915
	Re	4,75	6,51	8,24	9,97	12,43	14,18	16,14

	U_m/s	6,45	9,12	13,54	U_m/s	6,45	9,12	13,54
P'_{W}	1	2,84	3,54	5,23	6	2,55	3,70	5,31
$\Delta T_{\text{°C}}$		29,3	28,8	29,1		29,0	28,8	29,1
$\alpha \frac{W}{m^2 \cdot \text{°C}}$		20,2	25,0	37,4		18,3	26,0	37,9
Nu		146	136	272		475	695	985
$10^{-5} Re$		0,02	1,16	1,72		2,92	4,13	6,13
P'_{W}	2	2,05	3,48	7,63	7	2,55	3,30	5,12
$\Delta T_{\text{°C}}$		29,4	28,0	29,3		29,0	28,8	29,1
$\alpha \frac{W}{m^2 \cdot \text{°C}}$		14,8	25,2	54,4		18,3	24,5	36,6
Nu		163	277	597		543	727	1085
$10^{-5} Re$		1,24	1,75	2,60		3,34	4,72	7,01
P'_{W}	3	2,13	4,21	5,70	8	2,55	3,14	4,57
$\Delta T_{\text{°C}}$		29,4	28,8	29,3		29,1	28,7	28,0
$\alpha \frac{W}{m^2 \cdot \text{°C}}$		15,1	30,5	40,5		18,2	22,7	33,7
Nu		223	446	598		610	757	1125
$10^{-5} Re$		1,56	2,35	3,46		3,76	5,32	7,89
P'_{W}	4	2,41	4,14	6,00	9	2,37	3,02	4,74
$\Delta T_{\text{°C}}$		29,2	28,0	29,1		29,0	28,7	28,7
$\alpha \frac{W}{m^2 \cdot \text{°C}}$		17,2	30,0	43,0		17,0	21,9	34,5
Nu		318	552	793		636	813	1280
$10^{-5} Re$		2,08	2,74	4,37		4,18	5,91	8,77
P'_{W}	5	2,60	4,04	5,70	10	2,42	3,08	4,74
$\Delta T_{\text{°C}}$		29,2	28,8	29,3		29,0	28,8	28,7
$\alpha \frac{W}{m^2 \cdot \text{°C}}$		18,6	29,3	40,6		17,4	22,3	34,5
Nu		413	643	900		710	910	1405
$10^{-5} Re$		2,50	3,53	5,25		4,60	6,51	9,66

TABLEAU VII

35 cycles/seconde

Quant à la puissance P dissipée dans une encoche, elle est calculée par $P = \frac{V^2}{R}$.

Nous pouvons estimer que R est connue avec une incertitude négligeable, un essai préalable ayant montré que la résistance gardait la valeur de 1,5 ohm sur une très large plage de température.

$$\text{Donc } \Delta R \approx 0$$

Il s'en suit :

$$\frac{\Delta P}{P} \approx 2 \frac{\Delta V}{V}$$

Avec le voltmètre dont nous disposons, nous avons $\Delta V = 5 \cdot 10^{-2}$ volts. Dans les cas les plus défavorables, où la tension de chauffage est très faible (0,6 volt), l'erreur relative $\frac{\Delta V}{V}$ atteint 8 % et donc $\frac{\Delta P}{P} \approx 16$ %.

Dans les cas les plus favorables, l'erreur $\frac{\Delta P}{P}$ devient inférieure à 2 %.

Pour les valeurs les plus courantes de la tension (environ 3 volts), on a :

$$\frac{\Delta P}{P} \leq 3,5 \%$$

Le coefficient de convection local est donc connu avec une précision de

$$\left| \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right| \leq \left| \frac{\Delta P}{P} \right| + \left| \frac{\Delta T}{T} \right|$$

qui est dans la majorité des cas inférieure ou égale à 5 %. (On peut admettre que l'erreur sur la puissance perdue par rayonnement est négligeable).

1.5 - VARIATIONS DU NOMBRE DE NUSSELT LOCAL

Nous avons représenté les variations de Nu_{local} en fonction de Re_{local} , sur papier à échelles logarithmiques (voir figure 23 et 24).

La figure n° 23 donne :

- en écoulement permanent un réseau de courbes paramétrées suivant les valeurs de la variable vitesse, chaque courbe correspondant à une expérience pour laquelle la variation de Re est simplement liée à celle de x ,
- en écoulement pulsé un nuage de points correspondants à toutes les fréquences et à toutes les vitesses moyennes. Nous n'avons pas différencié ces points, n'ayant pas pu discerner, au vu de leur répartition une loi qui traduirait de manière claire l'influence de la fréquence ou de la vitesse moyenne.

La figure n° 24 donne, pour des écoulements permanents, un réseau de courbes $Nu(Re)$ paramétrées par l'abscisse x des galettes chauffantes par rapport au bord d'attaque de la plaque, le nombre de Reynolds variant d'une courbe à l'autre par la position de la galette considérée, ou, pour une courbe donnée par la variation de la vitesse.

1.6 - CALCUL DES NOMBRES DE NUSSELT ET DE REYNOLDS MOYENS

A partir des courbes des figures 19, 20, 21 et 22, représentant les variations du coefficient local de convection, nous avons déterminé pour chaque valeur de la vitesse, en régime permanent ou pulsé, les valeurs de

$$\alpha_{m_i} = \frac{1}{(x_i - x_1)} \int_{x_1}^{x_i} \alpha(x) dx$$

où x_i est l'abscisse d'un élément chauffant donné ($i = 2, 3, \dots, 10$).

Nous avons ainsi obtenu pour chaque vitesse, 9 valeurs du coefficient α_{m_i} qui permettent de chiffrer l'évolution des échanges moyens tout le long de la plaque.

Etant donné la précision des mesures de α , et comme chaque courbe $\alpha(x)$ est divisée en 9 segments de droites, l'intégration a été faite par la méthode des trapèzes.

Pour chacune de ces valeurs α_{m_i} , nous avons calculé les nombres de Nusselt et de Reynolds moyens par :

$$Nu_{m_i} = \frac{\alpha_{m_i} \times l_i}{\lambda}$$

et

$$Re_i = \frac{U \times l_i}{\nu}$$

avec : $l_i = x_i - x_1$

Sur la figure n° 25, nous avons porté en échelles logarithmiques

- en écoulement permanent, les courbes représentant Nu_{m_i} en fonction de Re_i , paramétrées par la variable vitesse U ,
- en écoulement pulsé, un nuage de points correspondant à toutes les vitesses et aux trois fréquences.

La figure n° 26 donne les variations des mêmes grandeurs en régime permanent, mais paramétrées par la variable l_i .

Quant à la figure n° 27, elle donne les variations des nombres de Nusselt et de Reynolds moyen pour $i = 10$, c'est à dire obtenus par intégration sur toute la longueur de la plaque.

On trouvera les valeurs exactes des nombres Nu_{m_i} et Re_i dans les tableaux VIII, IX, X et XI.

10^{-5}		10^{-5}		10^{-5}		10^{-5}		10^{-5}		10^{-5}	
Nu_{mi}	Re_i	Nu_{mi}	Re_i	Nu_{mi}	Re_i	Nu_{mi}	Re_i	Nu_{mi}	Re_i	Nu_{mi}	Re_i
U=33,60 m/s		U=28,81 m/s		U=26,73 m/s		U=26,40 m/s		U=25,00 m/s		U=21,30 m/s	
344	2,19	146	1,88	126	1,74	143	1,72	143	1,63	123	1,39
834	4,38	414	3,75	325	3,48	299	3,44	244	3,26	210	2,78
1274	6,57	814	5,63	666	5,22	575	5,16	440	4,89	276	4,16
1670	8,75	1212	7,51	1054	6,97	943	6,88	746	6,51	395	5,55
2029	10,94	1587	9,38	1414	8,71	1305	8,60	1064	8,14	601	6,94
2355	13,13	1925	11,26	1739	10,45	1619	10,32	1389	9,77	841	8,33
2665	15,32	2234	13,14	2045	12,19	1887	12,04	1701	11,40	1088	9,71
2971	17,51	2524	15,01	2346	13,93	2139	13,76	1980	13,03	1343	11,10
3275	19,70	2798	16,89	2636	15,67	2385	15,48	2233	14,66	1600	12,49
U=18,75 m/s		U=13,55 m/s		U=11,50 m/s		U=9,17 m/s		U=4,33 m/s			
116	1,22	101	0,88	95	0,75	89	0,60	60	0,28		
192	2,44	165	1,77	162	1,50	145	1,19	98	0,56		
246	3,66	209	2,65	215	2,25	183	1,79	125	0,85		
290	4,89	243	3,53	261	3,00	212	2,39	148	1,13		
338	6,11	268	4,41	297	3,75	235	2,99	168	1,41		
414	7,33	287	5,30	327	4,50	252	3,58	183	1,69		
540	8,55	308	6,18	353	5,24	265	4,18	194	1,97		
722	9,77	347	7,06	380	5,99	272	4,78	201	2,26		
942	10,99	427	7,94	420	6,74	279	5,38	207	2,54		

TABLEAU VIII

Ecoulement permanent

	10^{-5}		10^{-5}		10^{-5}		10^{-5}	
	Num_i	Re_i	Num_i	Re_i	Num_i	Re_i	Num_i	Re_i
i	U = 21,07 m/s		U = 15,60 m/s		U = 10,95 m/s		U = 8,82 m/s	
2	226	1,37	171	1,02	151	0,71	131	0,57
3	433	2,74	336	2,03	295	1,43	270	1,15
4	652	4,12	499	3,05	437	2,14	416	1,72
5	873	5,49	657	4,07	579	2,85	562	2,30
6	1086	6,86	816	5,08	723	3,57	716	2,87
7	1299	8,24	976	6,10	864	4,28	866	3,45
8	1511	9,61	1139	7,11	995	4,99	1013	4,02
9	1714	10,98	1297	8,13	1120	5,71	1157	4,60
10	1916	12,35	1456	9,15	1248	6,42	1300	5,17
i	U = 7,05 m/s		U = 5,76 m/s		U = 4,37 m/s			
2	93	0,46	87	0,37	62	0,28		
3	184	0,92	170	0,75	108	0,57		
4	272	1,38	253	1,13	151	0,85		
5	359	1,84	337	1,50	197	1,14		
6	445	2,30	419	1,88	252	1,42		
7	532	2,76	498	2,25	316	1,71		
8	621	3,21	576	2,63	378	1,99		
9	707	3,67	652	3,00	434	2,28		
10	793	4,13	726	3,38	493	2,56		

TABLEAU IX

Ecoulement pulsé 20 cycles/seconde

	10^{-5}		10^{-5}		10^{-5}		10^{-5}	
	Num _i	Re _i	Num _i	Re _i	Num _i	Re _i	Num _i	Re _i
i	U = 23,33 m/s		U = 19,89 m/s		U = 17,43 m/s		U = 13,96 m/s	
2	347	1,52	280	1,30	233	1,14	199	0,91
3	636	3,04	534	2,59	451	2,27	389	1,62
4	893	4,56	712	3,89	650	3,41	563	2,73
5	1143	6,08	997	5,18	858	4,54	728	3,64
6	1383	7,60	1212	6,48	1052	5,68	886	4,55
7	1611	9,12	1414	7,77	1236	6,81	1032	5,46
8	1840	10,64	1612	9,07	1408	7,95	1171	6,37
9	2057	12,16	1795	10,37	1572	9,08	1302	7,29
10	2255	13,68	1965	11,66	1735	10,22	1431	8,20
i	U = 11,56 m/s		U = 9,12 m/s		U = 6,66 m/s			
2	143	0,75	122	0,59	83	0,43		
3	287	1,51	253	1,19	160	0,87		
4	431	2,26	379	1,78	247	1,30		
5	574	3,01	495	2,38	338	1,73		
6	714	3,76	602	2,97	423	2,17		
7	850	4,52	700	3,56	500	2,60		
8	979	5,27	792	4,16	575	3,04		
9	1097	6,02	877	4,75	644	3,47		
10	1210	6,78	965	5,35	710	3,90		

TABLEAU X
Ecoulement pulsé 50 cycles/seconde

	10^{-5}		10^{-5}		10^{-5}	
	Num_i	Re_i	Num_i	Re_i	Num_i	Re_i
i	$U = 13,54 \text{ m/s}$		$U = 9,12 \text{ m/s}$		$U = 6,45 \text{ m/s}$	
2	179	0,86	103	0,59	72	0,42
3	364	1,76	215	1,19	133	0,84
4	528	2,65	336	1,78	198	1,26
5	691	3,53	454	2,38	271	1,68
6	846	4,41	567	2,97	346	2,10
7	992	5,29	670	3,56	421	2,52
8	1133	6,17	768	4,16	497	2,94
9	1266	7,06	858	4,75	569	3,36
10	1403	7,94	948	5,35	641	7,78

TABLEAU XI

Ecoulement pulsé 35 cycles/seconde

3ème Partie : Analyse des différents résultats

IV.7 - ETUDE DU COEFFICIENT DE CONVECTION LOCAL

1°) En écoulement permanent

L'examen des courbes de la figure n° 19 suggère deux remarques essentielles :

a) le coefficient α prend en général un minimum pour des abscisses d'autant plus grandes que la vitesse est plus faible. L'explication de ceci réside dans le fait que, pour une vitesse donnée, le type de couche-limite passe à partir d'une certaine abscisse du régime laminaire au régime transitoire, d'où la croissance assez rapide de α .

Si nous calculons en effet les nombres de Reynolds "critiques" correspondant au minimum des courbes, nous trouvons des valeurs allant de $5,4 \cdot 10^5$ à $7,3 \cdot 10^5$, ce qui correspond bien aux valeurs généralement citées dans la littérature.

Notons qu'il est normal que, pour la vitesse de 33,60 m/s nous ne trouvions pas de minimum, le point de mesure 2 étant à une abscisse de 295 mm correspondant à un nombre de Reynolds déjà trop fort. De même, pour les vitesses de 9,17 m/s et 4,33 m/s, le point 10, d'abscisse 1095 mm, n'est pas assez éloigné.

b) En aval du minimum, le coefficient α croît très fortement dans la région de transition, puis il diminue régulièrement, ce qui correspond, dans ce dernier cas, à un régime turbulent établi. Notons enfin un certain tassement des courbes pour les différentes vitesses aux fortes abscisses, ce qui se retrouvera sur les courbes donnant le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds (voir figures n° 23 et 24).

2°) en écoulement pulsé

Les courbes des figures n° 20, 21, 22 font apparaître des variations de α en fonction de x très différentes de celles obtenues en régime permanent. Mis à part les variations locales (expliquant les allures en "dent de scie" obtenues dans certains cas), variations qui ont pour origine l'influence conjuguée des erreurs expérimentales d'une part, des variations très locales dans la structure de l'écoulement d'autre part, il y a une relative constance des échanges thermiques tout le long de la plaque. Selon nous, cette constance vient de ce que les pulsations ont pour effet de créer un régime particulier proche du régime turbulent des écoulements permanents, et ceci pratiquement dès le bord d'attaque de la plaque, donc pour de faibles nombres de Reynolds.

Cette analogie du régime pulsé avec le régime turbulent avait déjà été signalée lors de l'étude cinétique de l'écoulement moyen au voisinage de la plaque. Nous avons alors trouvé que le profil théorique de Nikuradse était la solution de stabilité pour les écoulements pulsés à fort taux de modulation.

L'effet de "mise en turbulence" que possèdent les pulsations est à relier aux résultats de Miller et Fejer (10), lesquels avaient noté qu'une augmentation de la fréquence de pulsation entraînait une diminution du nombre de Reynolds caractéristique du régime de couche-limite turbulente, donc une avance dans l'apparition de cet état turbulent.

Nous voyons que les résultats de nos recherches sur le transfert de chaleur viennent confirmer cette hypothèse.

Notons enfin que nous n'avons pas remarqué que la fréquence ait une influence particulière sur l'intensité des échanges thermiques (ce qui explique le nuage de points non différenciés sur la figure 23).

IV.8 - VARIATIONS DU NOMBRE DE NUSSELT LOCAL

1°) En écoulement permanent

a) L'examen des courbes des figures 23* et 24 fait apparaître tout d'abord une différenciation des courbes obtenues.

Si nous opérons à vitesse constante, et si nous faisons varier le nombre de Reynolds par l'intermédiaire de la variable x (abscisse du point de mesure considéré par rapport au bord d'attaque de la plaque)(voir figure 23), les échanges thermiques commencent par diminuer (avec un maximum pour des valeurs de Re étagées entre 5.10^5 et 7.10^5). Les courbes "4,33 m/s" et "9,17 m/s" ne possèdent pas de minimum pour les raisons déjà mentionnées dans l'étude du coefficient d'échange thermique local α .

Les courbes de la figure 24 montrent elles que pour $Re < 5.10^5$ le nombre de Nusselt croît avec le nombre de Reynolds d'une manière linéaire en un point donné de la plaque. Si nous cherchons l'équation de la droite correspondant au point de mesure n° 2 par exemple, sous la forme

$$\log_{10} Nu = a.\log_{10} Re + b$$

nous trouvons .

$$Nu = 0,577.Re^{0,48}$$

qui montre que le nombre de Nusselt est sensiblement proportionnel à la racine carrée du nombre de Reynolds, caractérisant donc l'existence d'une couche-limite laminaire (cf Schlichting (18), p. 317).

La petite différence observée vient de ce que nous n'avons peut être pas de régime laminaire du type Blasius, parce qu'altéré par un faible gradient de pression longitudinal.

b) Pour des valeurs du nombre de Reynolds comprises entre 5.10^5 et 8.10^5 environ, nous observons une croissance très rapide du nombre de Nusselt, ce phénomène correspondant au régime transitoire.

c) Enfin, pour des valeurs de Re supérieures à 8.10^5 , les échanges thermiques continuent à croître, mais moins rapidement, ce qui correspond au caractère turbulent établi de la couche-limite mentionné en V, VII. Remarquons que dans cette région, les courbes sont groupées en un faisceau relativement étroit.

2°) En écoulement pulsé

La figure n° 23 donne l'ensemble des points obtenus à différentes vitesses, pour les trois fréquences utilisées. Les résultats semblent plus ordonnés qu'en régime permanent, ce que laissait présager les courbes de variation du coefficient d'échange local (figures 20 - 21 - 22), les pulsations semblant opérer le déclenchement prématuré de la turbulence tout au moins du point de vue thermique, puisque les points sont répartis dans une bande qui prolonge la zone où aboutissent les courbes correspondant au régime permanent aux forts nombres de Reynolds.

3°) Comparaison permanent-pulsé

Pour faire une étude comparative des échanges thermiques entre le régime permanent et le régime pulsé, nous distinguerons trois zones.

a) $Re \leq 1,5.10^5$

Aucune augmentation sensible des échanges thermiques n'a été notée dans cette zone. Pour une valeur de $1,5.10^5$ du nombre de Reynolds, le nombre de Nusselt vaut environ 300.

$$b) \underline{1,5 \cdot 10^5 < Re < 6 \cdot 10^5}$$

Cette zone, recouvrant le début de ce que nous avons appelé le régime transitoire, semble la plus intéressante sur le plan "augmentation des échanges thermiques". En effet, pour un nombre de Reynolds d'environ $5 \cdot 10^5$, le nombre de Nusselt est multiplié par 3,5 environ. Nous voyons donc que la pulsation a pour effet de supprimer les effets du régime de couche-limite laminaire du point de vue échanges thermiques.

$$c) \underline{Re > 6 \cdot 10^5}$$

De même que pour les faibles nombres de Reynolds, nous ne notons dans cette zone aucune augmentation des échanges par convection. Il semblerait même qu'il y ait une légère diminution pour des nombres de Reynolds d'environ 10^6 . Ceci s'explique par le fait que, pour ces valeurs de Re , l'écoulement devient franchement turbulent en régime permanent, et par conséquent les pulsations ne jouent plus leur rôle d'avance à la mise en turbulence.

IV.9 - VARIATIONS DU NOMBRE DE NUSSULT MOYEN

Afin de pouvoir mieux se prononcer sur l'effet des pulsations, nous allons examiner la variation du nombre de Nusselt moyen Num_i en fonction de Re_i .

1°) L'examen des courbes de la figure n° 25 fait apparaître en régime pulsé un nuage de points répartis exactement dans la même zone que pour les coefficients locaux dont les valeurs ont été portées sur la figure 23.

En régime permanent, nous obtenons un réseau de courbes paramétrées par la vitesse U , que l'on peut rapprocher du réseau analogue donné sur la figure 23.

Nous notons que le fait de procéder à une intégration le long de la plaque a atténué considérablement les brusques variations des échanges thermiques dans la zone de

transition.

En ce qui concerne l'augmentation des échanges par pulsation, nous ne trouvons rien de nouveau par rapport à ce qui a été dit en IV.8,3, les pulsations ayant un effet très marqué dans la gamme $1,5.10^5 < Re < 6.10^5$.

Il faut remarquer cependant que la courbe obtenue pour la vitesse la plus forte en régime permanent (33,60 m/s) se situe presque entièrement dans le nuage de points du régime pulsé, ce qui n'est pas surprenant si l'on se souvient qu'à cette vitesse, nous avons un régime de couche-limite turbulente pratiquement dès le début de la plaque (voir IV.7,1).

2°) Sur la figure n° 26, à rapprocher de la figure 24, nous notons que l'intégration a eu pour effet de regrouper les différentes courbes dans la zone des faibles nombres de Reynolds, correspondant au régime de couche-limite laminaire (mis à part la courbe correspondant à l'intégration entre les points 1 et 2, à laquelle on ne doit pas attacher un grand crédit).

L'équation de la droite moyenne tracée entre les points A et B (voir figure 30) est de la forme :

$$Nu_{m_i} = 0,427 \cdot Re_i^{0,499}$$

Cette proportionnalité de Nu_{m_i} à la racine carrée de Re_i est bien caractéristique d'une couche-limite laminaire.

3°) Etudions maintenant les courbes de la figure n° 27, obtenues par intégration des coefficients locaux sur toute la longueur de la plaque comprise entre les éléments chauffants n° 1 et 10.

- En régime permanent, l'allure de la courbe obtenue rappelle les courbes des coefficients locaux.
- En régime pulsé, nous pouvons considérer les points obtenus comme alignés sur une droite qui passerait sensiblement dans la partie médiane du nuage de points de la figure 23.

- a) Equation de la droite correspondant au régime
puiss.

L'équation cherchée est de la forme :

$$\log_{10} Nu_m = a \log_{10} Re_m + b$$

Déterminant les coefficients a et b par la méthode des moindres carrés, nous obtenons :

$$a = 0,880$$

et

$$b = - 2,054$$

Passant aux logarithmes népériens, nous obtenons :

$$\text{Log}_e Nu_m = 0,88 \text{ Log}_e Re_m - 4,73$$

soit

$$Nu_m = 0,0089 Re_m^{0,88} \quad (1)$$

Or, le nombre de Prandtl de l'écoulement est :

$$P = \frac{c_p \mu}{\lambda}$$

où c_p , chaleur spécifique à pression constante, nous est donnée par les "Tables of thermodynamics and transport properties" :

$$c_p = 0,2406 \text{ cal.g}^{-1}.\text{°K}^{-1} \quad \text{à } 308^\circ\text{K}$$

ce qui donne, avec les valeurs déjà vues de μ et λ :

$$P = 0,705 \quad \text{et } P^{1/3} = 0,89$$

L'équation (1) peut donc s'écrire :

$$Nu_m = 0,010 . P^{1/3} . Re_m^{0,88} \quad (2)$$

Or, Schlichting donne, pour une couche-limite turbulente dès le bord d'attaque de la plaque (cf Schlichting : "Boundary Layer Theory p. 317)

$$Nu_m = 0,037 P^{1/3} R_m^{0,8} \quad (3)$$

Si nous voulons de plus comparer la droite d'équation (3) avec nos propres résultats en régime permanent, il faut tenir compte du fait que, dans nos expériences, nous avons une succession des trois types de couche-limite (laminaire, transitoire, turbulente) à partir du bord d'attaque de la plaque et pour cela corriger l'équation (3) comme le propose Schlichting (voir p. 539).

Nous savons que :

$$Nu_m = \frac{1}{2} \cdot c_f \cdot P^{1/3} \cdot Re_m \quad (4)$$

Au lieu de prendre le coefficient total de frottement c_f égal à $0,074 \cdot Re_m^{-1/5}$, ce qui conduit à l'équation (3), nous devons considérer $c_f = 0,074 \cdot Re_m^{-1/5} - \frac{A}{Re_m}$, où A est une constante dont la valeur dépend du nombre de Reynolds critique :

$$A = Re_{crit} \left[c_r - c_{f,1} \right]$$

avec

$$c_f = 0,074 \cdot R^{-1/5}$$

et

$$c_{f,1} = 1,328 \cdot R^{-1/2}$$

En admettant pour nombre de Reynolds critique $R_{crit} = 7,5 \cdot 10^5$, nous calculons la diminution apportée sur les nombres de Nusselt pour les deux points $R_1 = 5 \cdot 10^5$ et $R_1 = 10^6$.

La figure n° 27 montre la droite (3') déduite de (3) après cette correction.

Nous constatons alors que nos résultats en régime permanent sont très proches de ceux donnés par Schlichting.

Remarquons enfin que la droite d'équation (2), correspondant à nos mesures en régime pulsé, se situe dans une zone qui prolonge celle où se situent les points du régime permanent

aux fortes valeurs de Re_m . Ce fait avait déjà été mentionné dans l'étude des nombres de Nusselt locaux.

b) Augmentation des échanges thermiques

Elle apparaît comme devant être très importante puisque pour des nombres de Reynolds allant de $2,5 \cdot 10^5$ à 10^6 , elle n'est jamais inférieure à 100 %, avec un maximum pour $Re_m = 6 \cdot 10^5$ où elle atteint 250 %. C'est dire que l'effet des pulsations sur les échanges thermiques globaux dépasse toute espérance.

IV.10 - COMPARAISON DE NOS RESULTATS AVEC CEUX DE H. MOUTON (19)

Il nous a semblé intéressant de faire une comparaison entre nos résultats sur la convection thermique locale et ceux obtenus par H. Mouton. Cet auteur expose dans une première partie une méthode de mesure du coefficient d'échange local sur un élément chauffant placé dans le plancher d'une soufflerie du type Eiffel. Il avait ainsi retrouvé le fait que pour un régime d'écoulement turbulent, les échanges thermiques par convection variaient comme la puissance 0,8 du nombre de Reynolds. Par contre, il semble qu'il ait eu de grosses difficultés pour avoir un régime laminaire, même en opérant à de très faibles vitesses (inférieures à 3 m/s). Une explication de ce fait pourrait être selon cet auteur que la couche-limite dynamique se forme dès l'entrée du diffuseur, si bien que le nombre de Reynolds correspondant au bord d'attaque de la maquette est déjà relativement élevé (10^5 environ).

Dans une deuxième partie, Mouton a procédé à une étude détaillée de la convection locale dans l'espace annulaire compris entre deux tubes concentriques ; la vitesse de l'écoulement pouvait être ajustée entre 0 et 100 m/s. Le nombre de Reynolds était rapporté à la valeur d du "diamètre hydraulique", qui vaut dans ce cas $(d_2 - d_1)$ (différence des diamètres extérieurs et intérieurs).

Les résultats de cet auteur concordent bien avec nos propres données :

- dans le domaine laminaire, Mouton a obtenu un réseau de droites $\log Nu = f(\log Re)$, paramétrées par l'abscisse, la pente de ces droites étant très voisine de 0,5, ce qui indique bien que les échanges thermiques varient comme la racine carrée du nombre de Reynolds.

Nos courbes de la figure 24 nous avaient amené à la même conclusion.

- dans le domaine turbulent, Mouton avait, comme nous noté que le nombre de Nusselt varie comme la puissance 0,8 du nombre de Reynolds.

- Enfin, dans le régime "transitoire" ("intermédiaire" selon Mouton) cet auteur avait observé que les échanges augmentaient très rapidement. Ceci est à rapprocher des fronts d'augmentation du nombre de Nusselt, visibles sur nos courbes des figures 23 et 24.

Il avait en outre remarqué que, dans ce domaine, les mesures sont délicates et souvent assez peu reproductibles.

V - CONCLUSION

Il ressort de cette étude qu'on ne peut mettre en doute l'influence des pulsations sur la convection thermique. Les mesures des échanges thermiques autour d'un cylindre nous ont montré que le gain de convection pouvait atteindre 40 % pour certaines vitesses d'air. Cette remarque pourrait être appliquée à la réalisation d'échangeurs compacts. Pour étayer ce point, il serait utile de faire une étude systématique des écoulements pulsés autour de corps de formes variées, tant du point de vue dynamique que du point de vue thermique.

Quant à nos mesures sur plaque plane, placée à incidence nulle dans un écoulement à vitesse périodique, elles ont fait ressortir que dans la gamme de variation du nombre de Reynolds moyen allant de $2,5 \cdot 10^5$ à 10^6 , le nombre de Nusselt était au moins doublé par rapport à l'écoulement permanent de même vitesse moyenne. De plus nous avons constaté que l'on peut considérer le profil théorique de Nikuradse, caractéristique de la couche-limite turbulente comme la solution de stabilité des écoulements fortement pulsés.

Quant à la fréquence des pulsations, nous n'avons pas noté qu'elle ait une influence notoire sur le transfert thermique, mais il serait sans doute utile de faire une étude plus systématique en fonction de ce paramètre pour pouvoir se prononcer avec certitude.

Par conséquent, les analyses théoriques comme celles de Sozine (5) ne peuvent donner dans tous les cas d'écoulements pulsés une image complète de la réalité. En effet, considérer un tel écoulement comme une succession continue d'états stationnaires paraît acceptable lorsque le champ des vitesses possède une configuration stable (par exemple, sur une plaque plane, dans la région où les profils des vitesses moyennes sont du type Blasius ou Nikuradse).

Mais il semble que lorsque le champ des vitesses moyennes est violemment évolutif, comme dans les régions de transition (face arrière d'un cylindre, zone de transition sur plaque plane), les pulsations ont un effet très marqué sur les échanges thermiques par convection, possédant en particulier la propriété de déclencher prématurément la turbulence de la couche-limite.

Ce résultat est à rapprocher des observations de R. Lemlich (3) qui avait mentionné une augmentation du transfert thermique de 60 % dans son étude sur cylindres coaxiaux pour un nombre de Reynolds d'environ 4000 correspondant au domaine de transition, ainsi qu'avec les résultats de Feiler et Yeager (8).

Pour étayer nos observations, il était nécessaire de savoir mesurer correctement les paramètres vitesse et pression statique des écoulements pulsés. En ce qui concerne la vitesse, nous avons constaté que l'anémomètre DISA doit être étalonné avec beaucoup plus de soin que ne le préconise le constructeur si l'on veut obtenir des valeurs exactes.

En résumé, les pulsations d'un écoulement d'air ne semblent avoir un effet marqué que dans les types d'écoulements instables. Dans ce cas l'accroissement de la convection thermique est spectaculaire, jusqu'à 200 %. Par contre, lorsque la couche-limite est stable, du type Blasius ou Nikuradse, les pulsations ont un effet moyen nul et peut être même légèrement défavorable.

Un projet de recherches destinées à préciser les résultats déjà acquis vient d'être mis en oeuvre au laboratoire car nos premiers résultats révèlent un aspect inattendu susceptible d'applications industrielles.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) R.C. MARTINELLI, L.M.K. BOELTER, E.B. WEINBERG, S. YAKAHI
Heat transfer to a fluid flowing periodically at low frequencies in a vertical tube
Transactions of the A.S.M.E. Octobre 1943, pp. 789-798
- (2) Frank. B. WEST et Allan T. TAYLOR
The effect of pulsations on heat transfer
Chemical Engineering Progress, Janvier 1952, pp. 39 à 43
- (3) Robert LEMLICH
Vibration and Pulsation boost heat transfer
Chemical Engineering 15 Mai 1961, pp. 171-176
- (4) H.A. HAVEMANN, N.N. NARAYAN RAO, P. JAYACHANDRA et G.C. GARG
Studies for a new hot air engine
Journal of the Indian Institute of Science - Vol XXXVIII n° 3, 1956, pp. 172-202
- (5) I.A. SOZINE
Etude expérimentale de l'échange des chaleurs par convection dans un courant pulsatoire d'un fluide incompressible
Traduction D.R.I.E.
- (6) J. LACHNITT, J. SEGGIN
Essais préliminaires de transfert de chaleur en flux pulsé
S.N.E.C.M.A. Rapport d'Essai L n° 11, 11 Février 1959
- (7) R. MARCHAL
Essais de convection en régime pulsatoire
Journées Internationales de la transmission de la chaleur 19-24 Juin 1961

- (8) Charles E. FEILER et Ernest B. YEAGER
Effect of Large Amplitude oscillations on heat transfer
NASA Technical Report, R. 142, 1962
- (9) P. THUREAU et B. LEMIERE
Recherches sur la sensibilité extensométrique transversale de résistances pelliculaires. Application à un microcapteur de pressions à court temps de réponse
Thèse Université de Caen, 25 Octobre 1962
- (10) J.A. MILLER et A.A. FEJER
Transition in oscillating Blasius flow
Thèse Illinois Institute of Technology, Juin 1963 et
Journal of Fluid Mechanics, Mars 1964, pp. 430-448
- (11) J. GOSSE et R. BARRIOL
Mesure locale des vitesses instantanées dans un écoulement d'air pulsé
C.R. Académie des Sciences, 13 Novembre 1963, pp. 2956-2958
- (12) R. BARRIOL
Contribution à l'étude des écoulements pulsés : présentation d'une méthode de mesure de la vitesse instantanée par l'utilisation d'une sonde à ions et d'un fil chaud
Thèse 18 Février 1965 Nancy
- (13) J. GOSSE
Etude de la convection par les fils aux faibles nombres de Reynolds
Thèse Poitiers 1956
- (14) J. GOSSE
Convection de chaleur et de matière par les cylindres aux faibles nombres de Reynolds
Journées de la Transmission de la chaleur Paris 1961

(15) E.G. RICHARDSON

Dynamics of Real Fluids, Chap. 3, p. 53
Edward Arnold (publishers). L T D London

(16) G. BRUNELLO

Contribution à l'étude de la convection forcée de la
chaleur sur les parois rugueuses
Publications Scientifiques et Techniques du Ministère
de l'Air 1957

(17) E. SCHMIDT et K. WENNER

Wärmeabgabe über den Umfang eines angeblasenen geheiz-
ten Zylinders
Forscn. Ing. Wes. 12,65 (1941). Engl. transl. NACA
TM 1050 (1943) et Schlichting p. 325

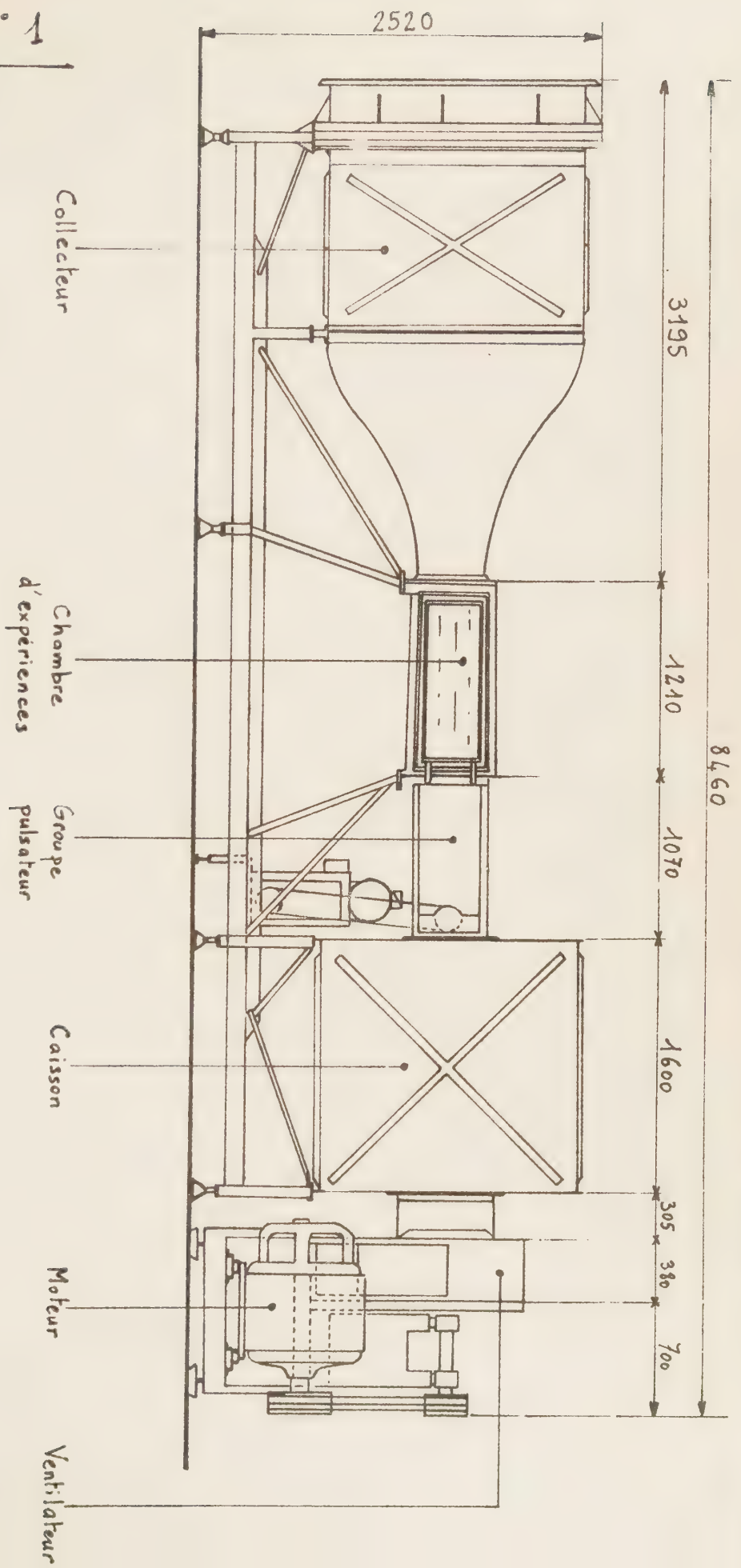
(18) Dr. H. SCHLICHTING

Boundary Layer Theory
Mac Graw-Hill Book Company 1960

(19) H. MOUTON

Etude d'une méthode de mesure du coefficient de convec-
tion local. Etude de la convection locale dans un es-
pace annulaire
Thèse Ingénieur Docteur, Novembre 1956 Poitiers

Figure N° 1



Soufflerie à air pulsé .. Plan d'ensemble .. Echelle : $\frac{1}{40}$

Etalonnage d'une sonde à fil chaud
pour différentes valeurs de $\eta = \frac{R}{Ra}$.

Figure N° 2

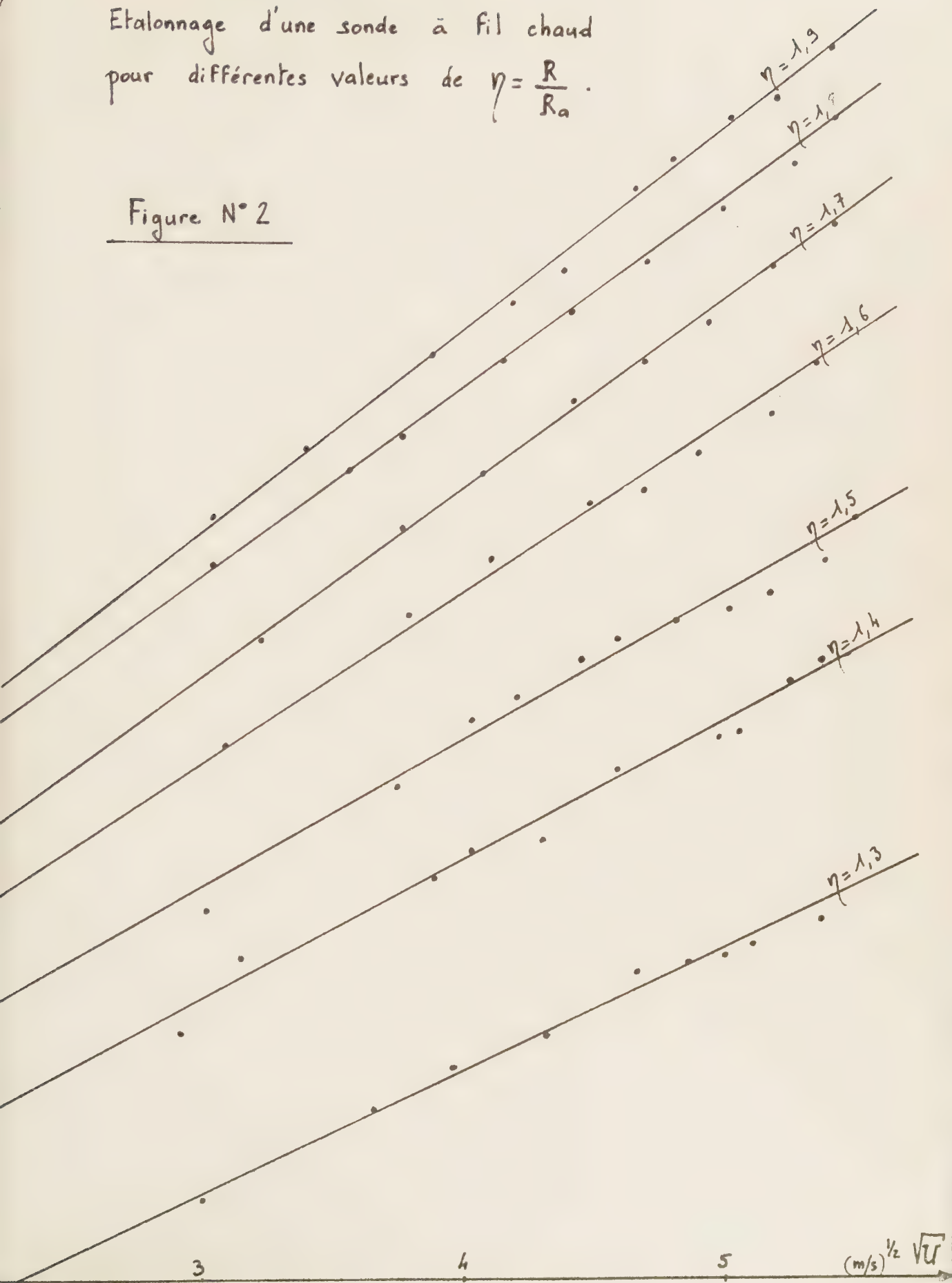


Figure N° 3

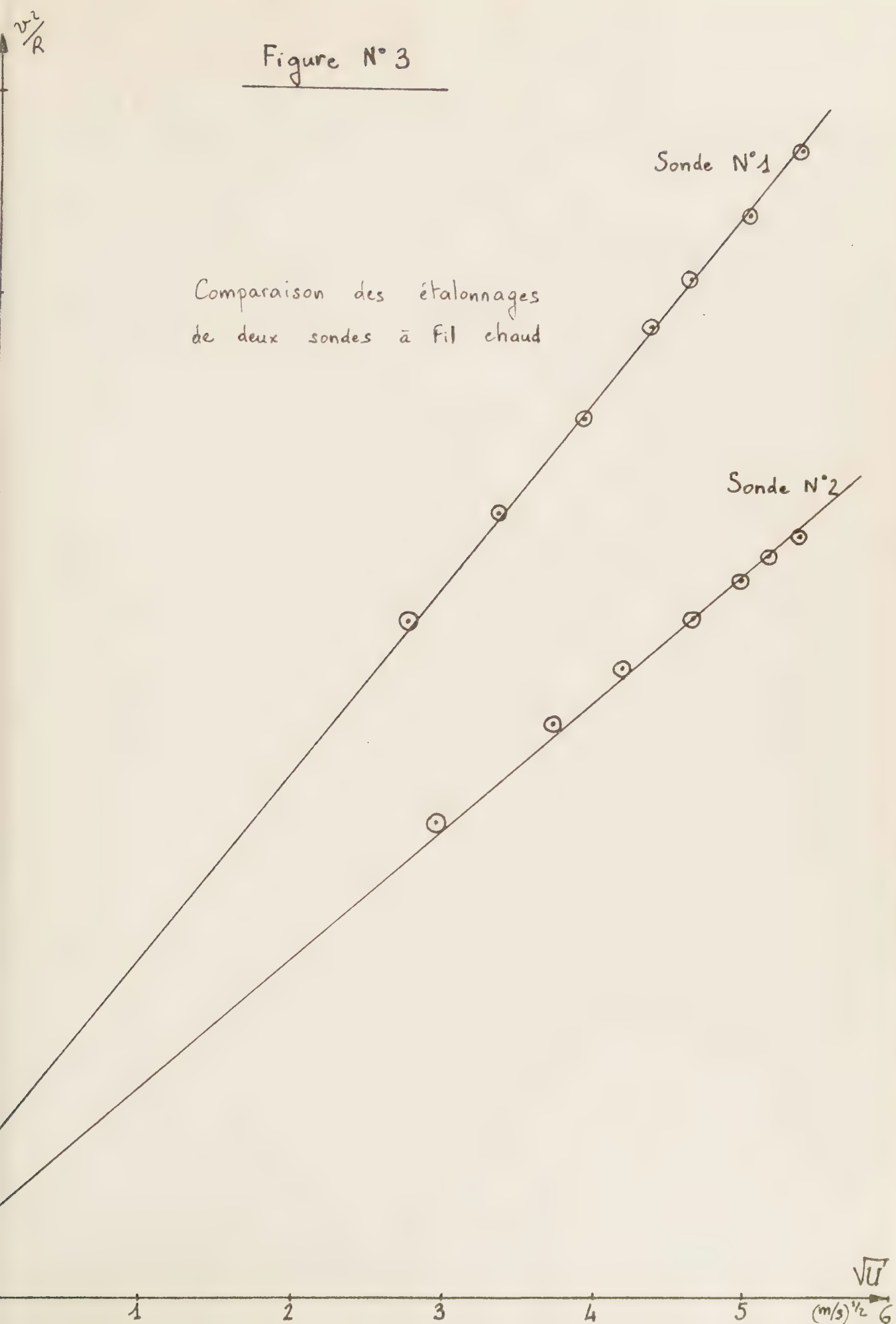


Figure N° 4

Carte des vitesses moyennes à 20 cycles/sec. Section "milieu"

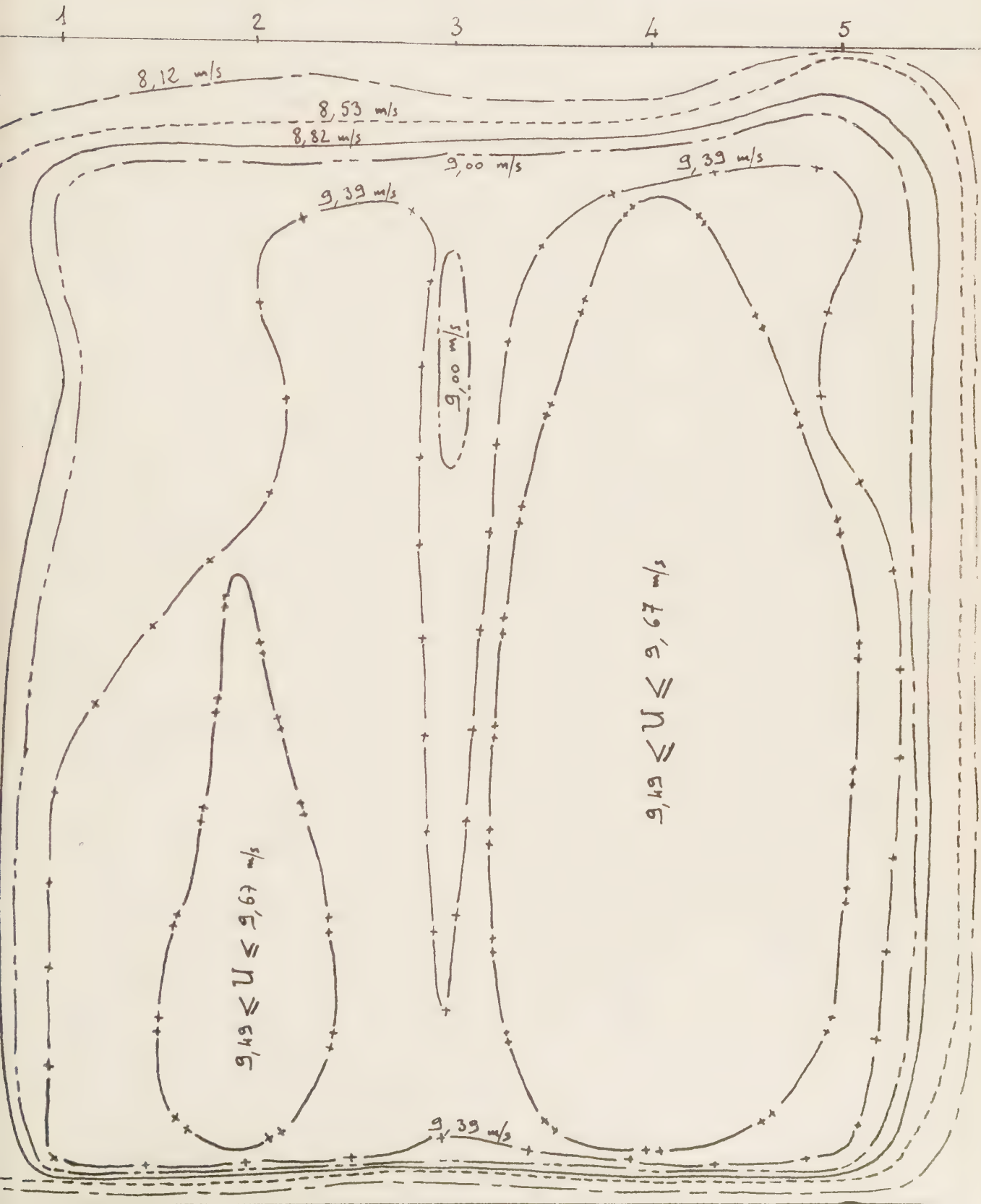


Figure N° 5

re des vitesses moyennes à 50 cycles/sec. Section "milieu"

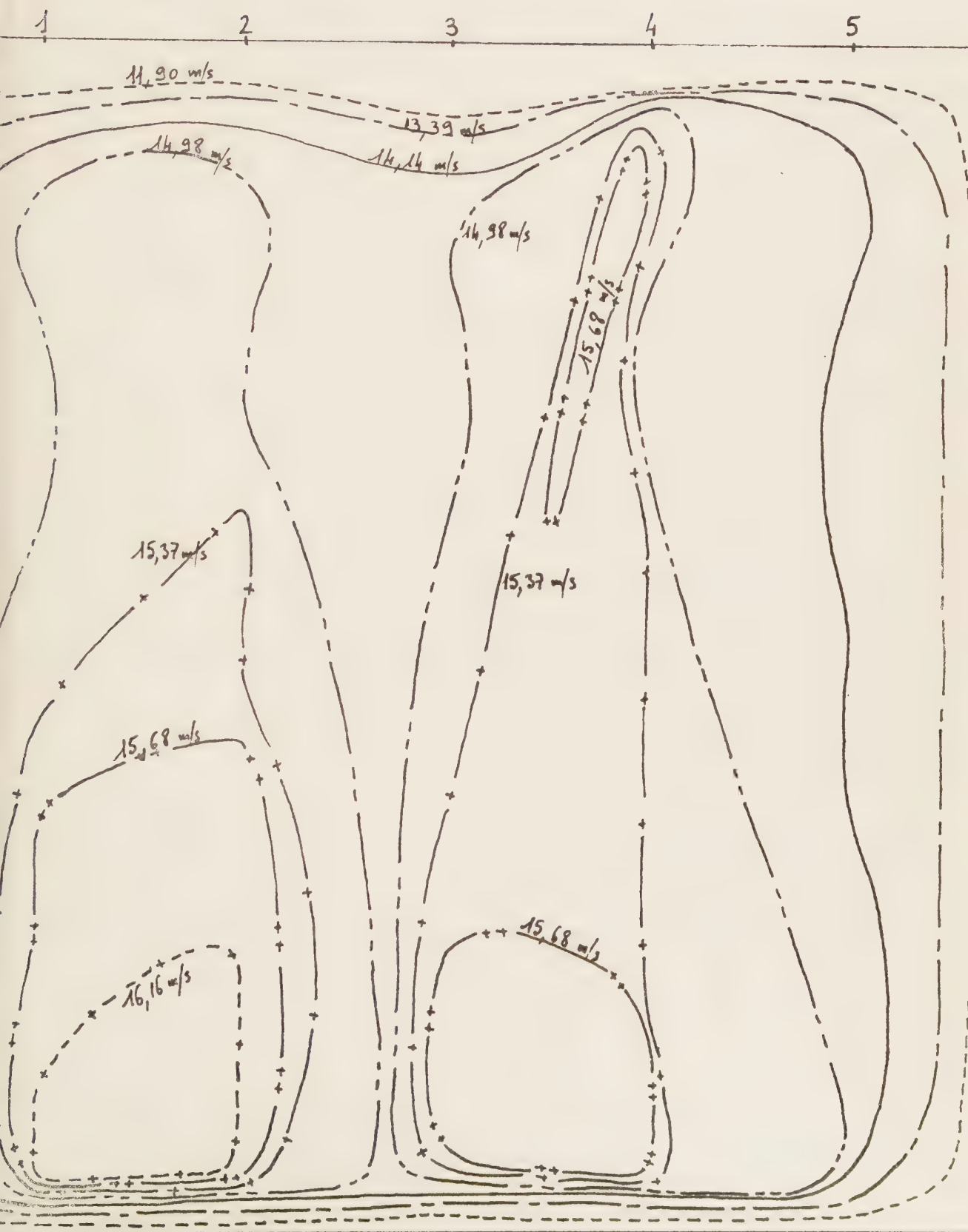


Figure N° 6

Veine d'expériences - Section "milieu"

Taux de modulation - 20 cycles/sec.

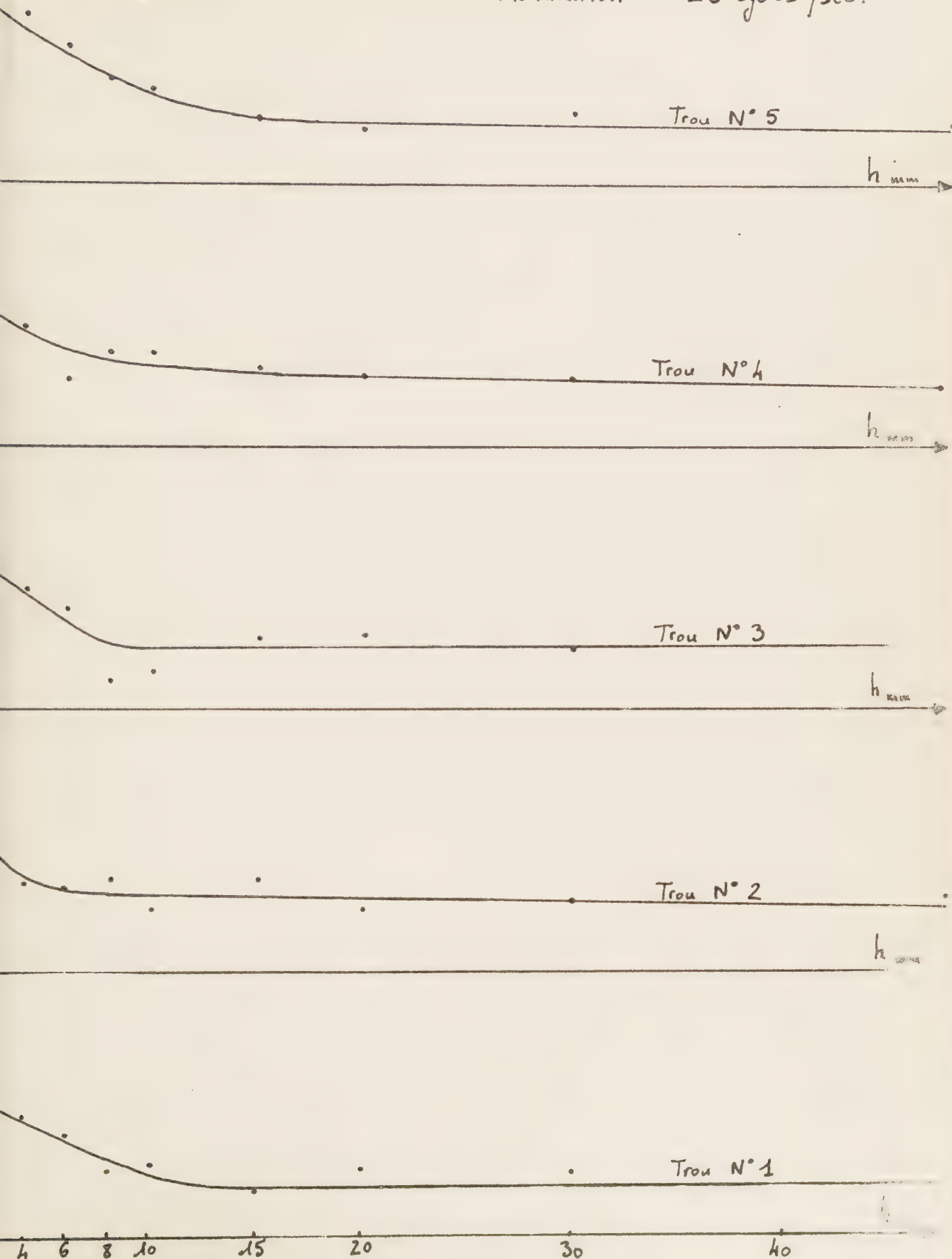


Figure N° 7

Veine d'expériences - Section "milieu"
Taux de modulation - 50 cycles/sec.

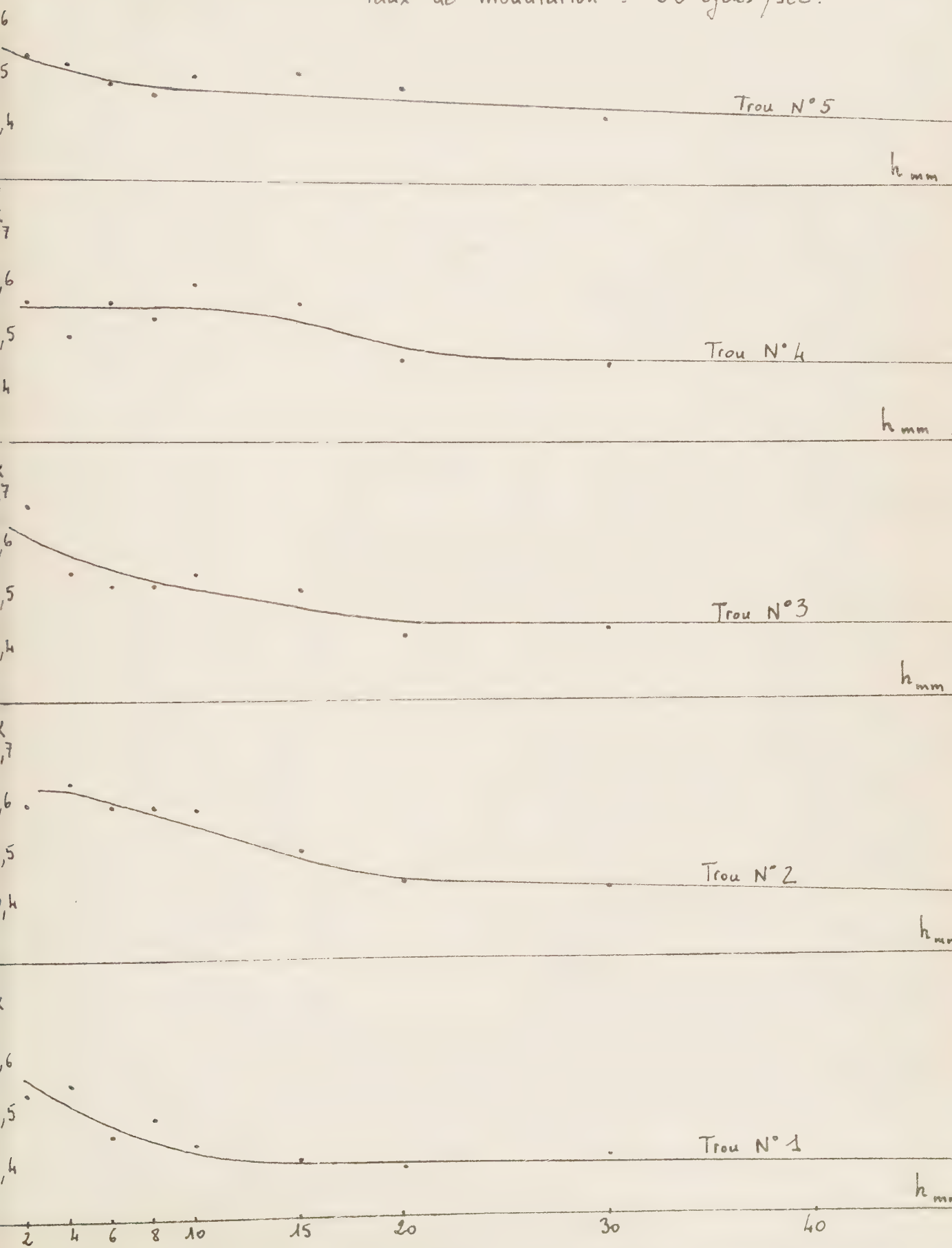


Figure N° 8

Sillage du cylindre
Écoulement permanent

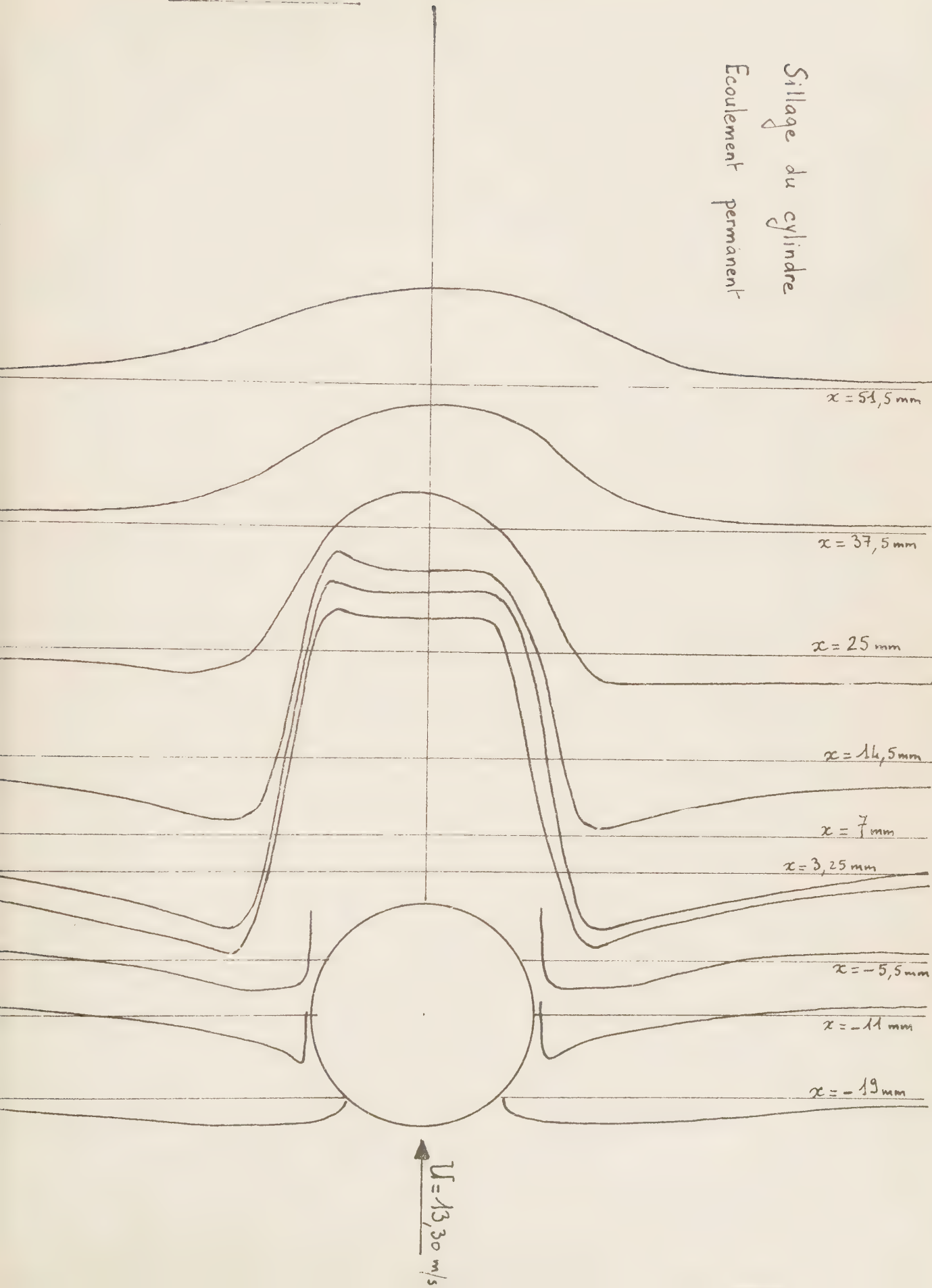
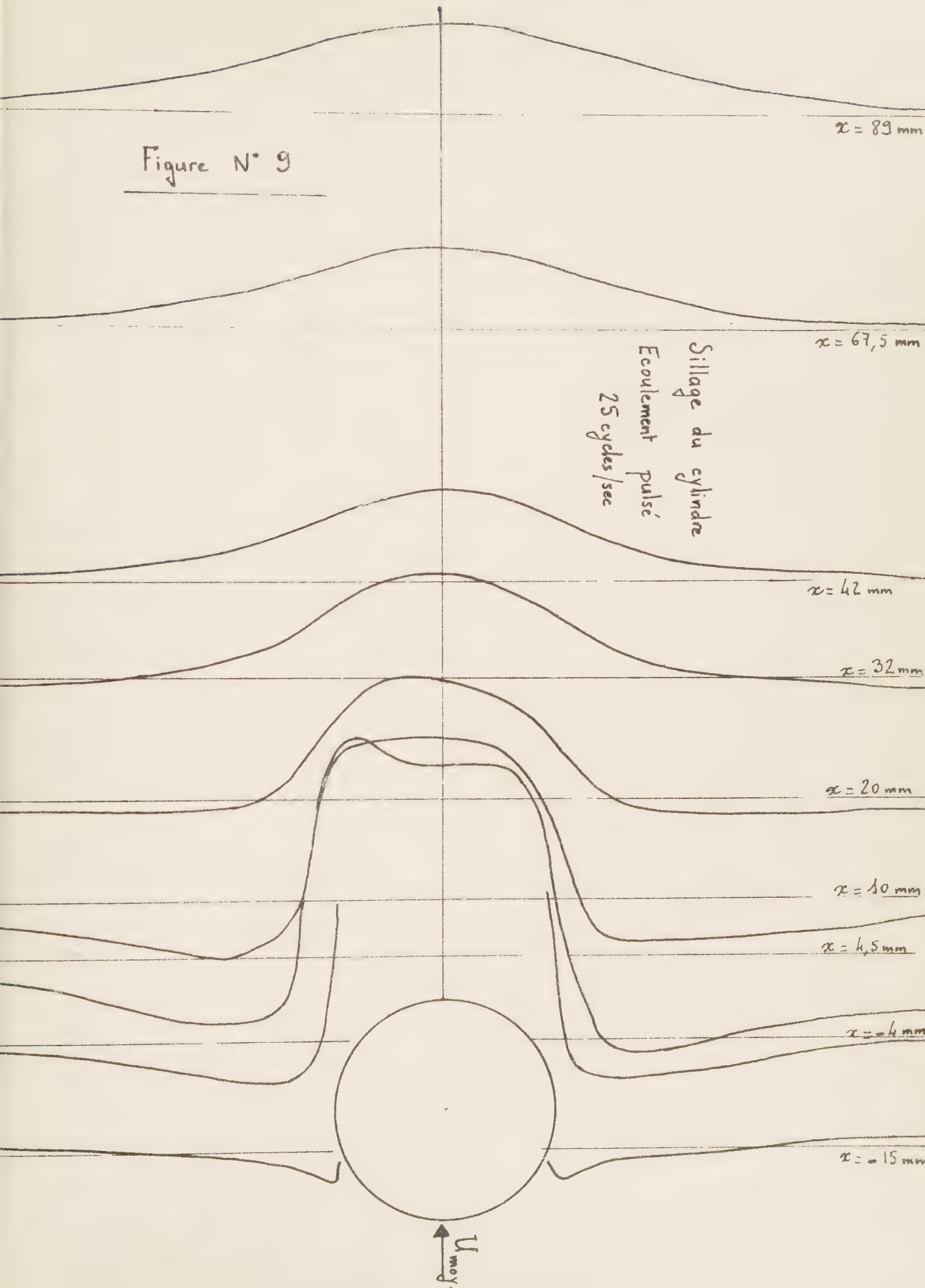


Figure N° 9



▲ Déficit de vitesse sur l'axe
m/s

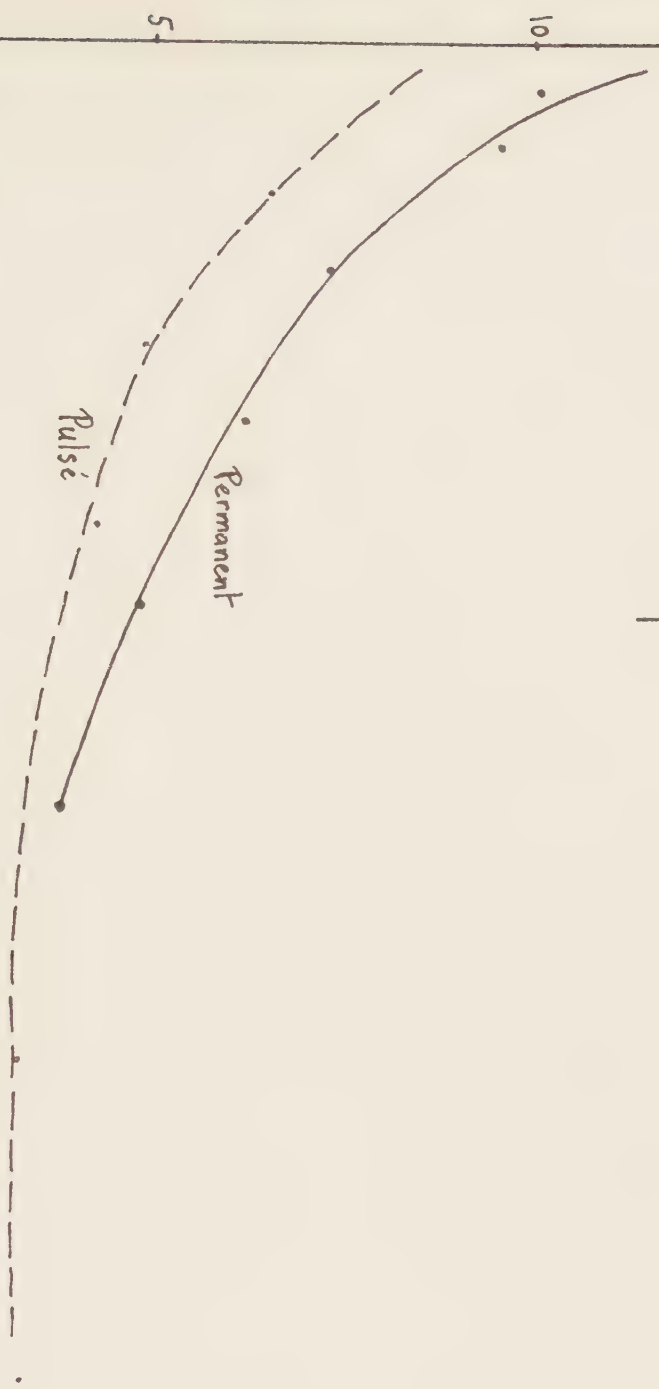


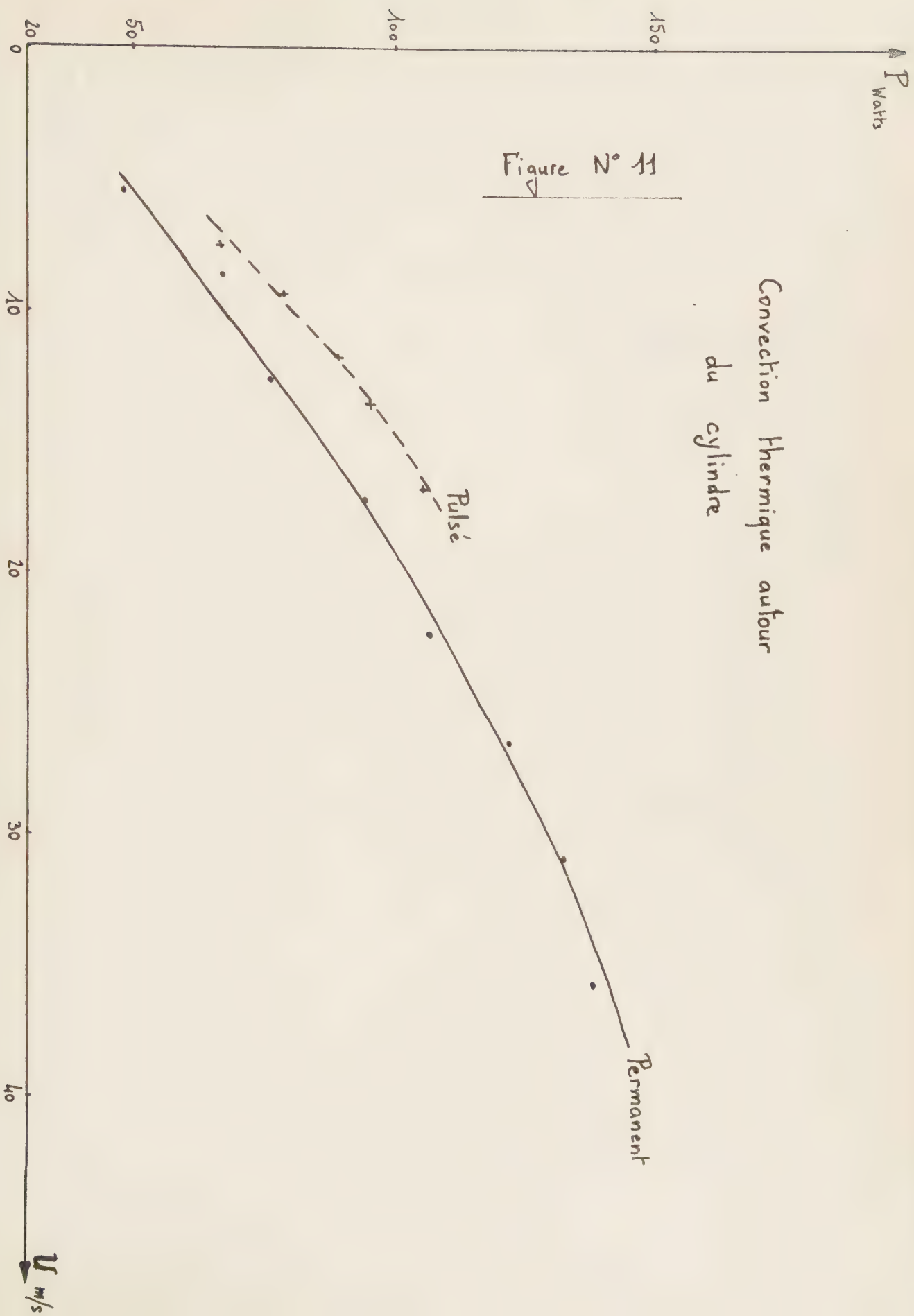
Figure N° 10

Sillage du cylindre
Comparaison permanent - pulsé .

x mm

Convection thermique autour du cylindre

Figure N° 11

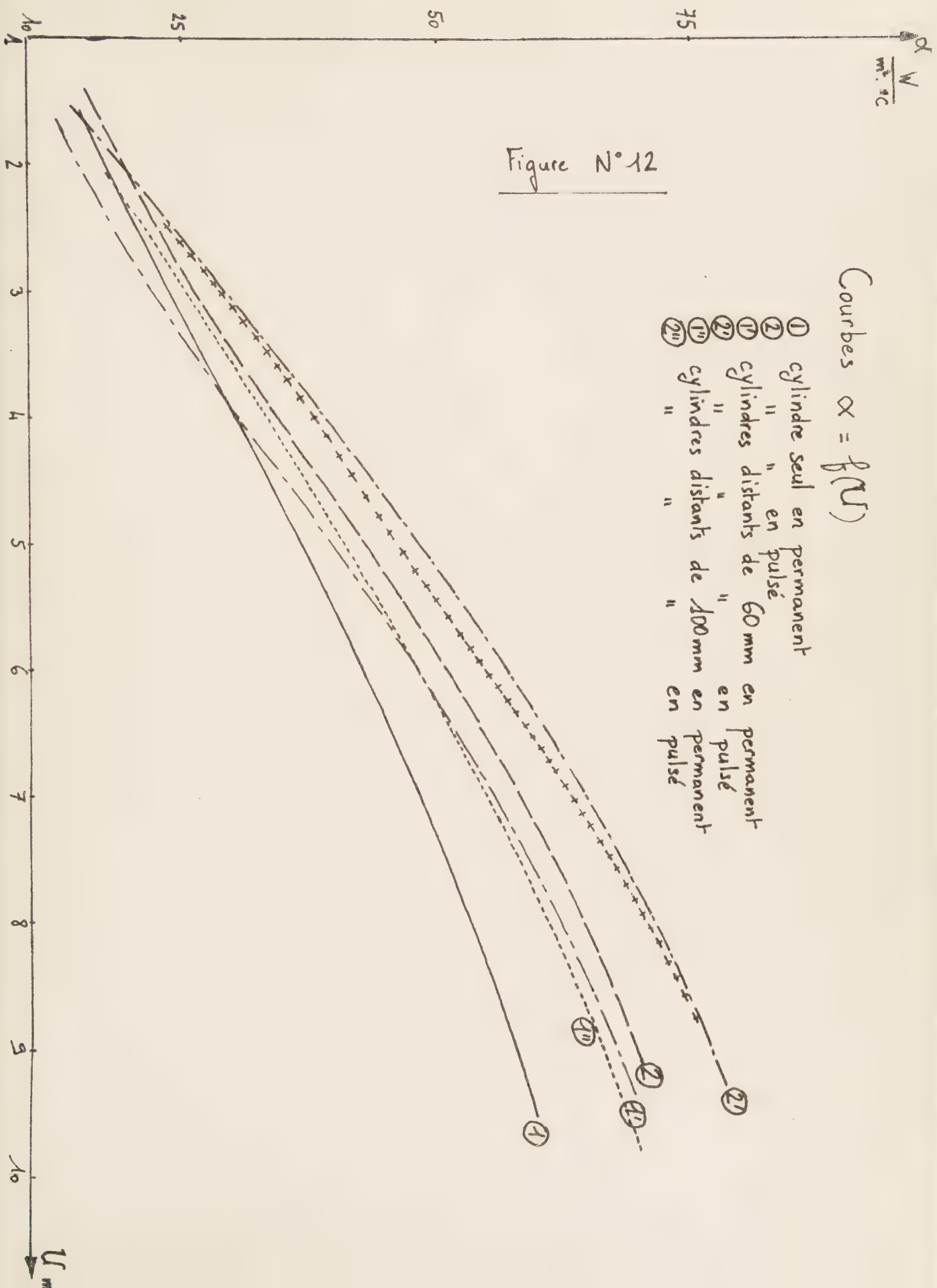


$$\frac{W}{m^2 \cdot ^\circ C}$$

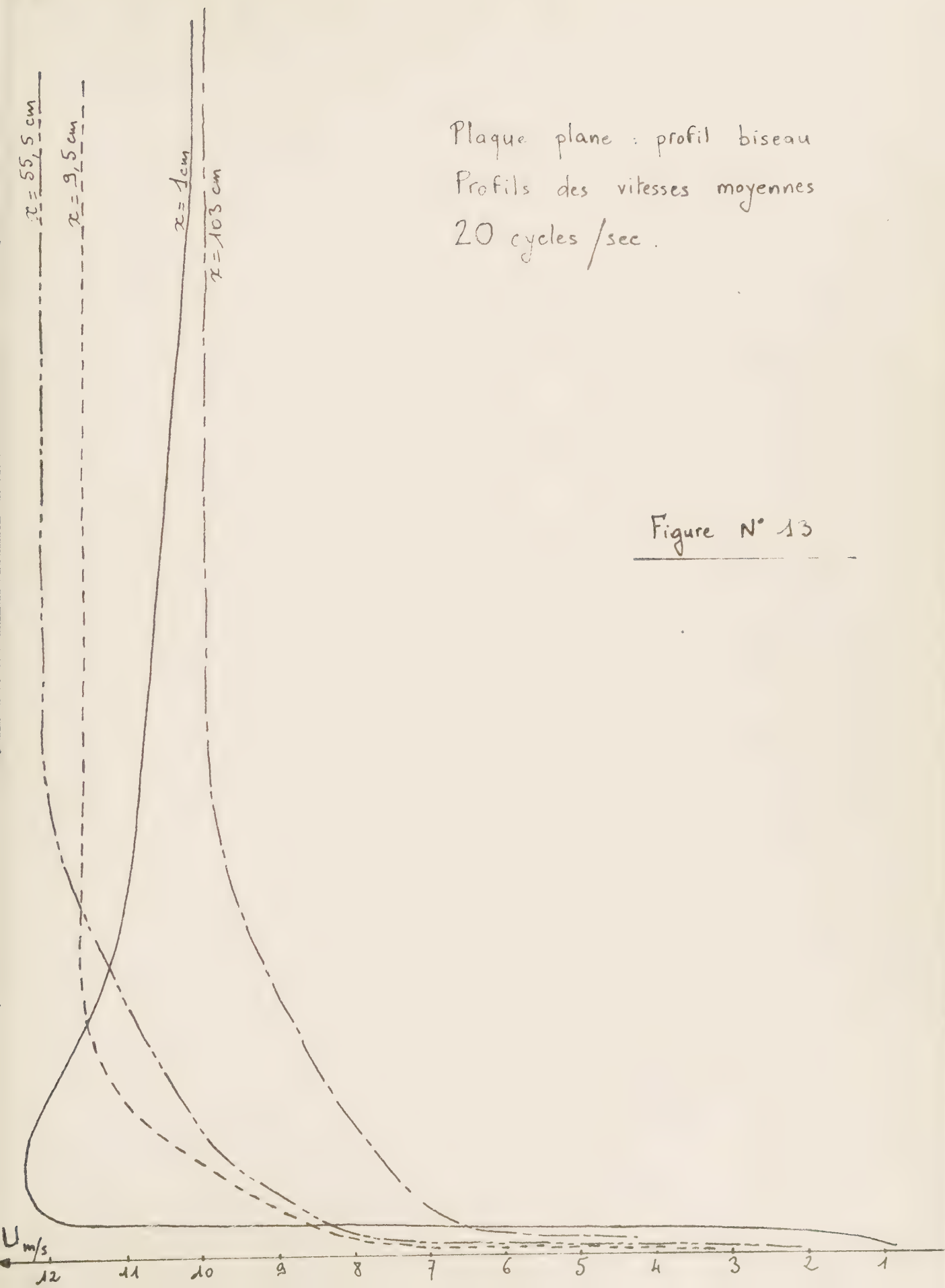
Courbes $\alpha = f(U)$

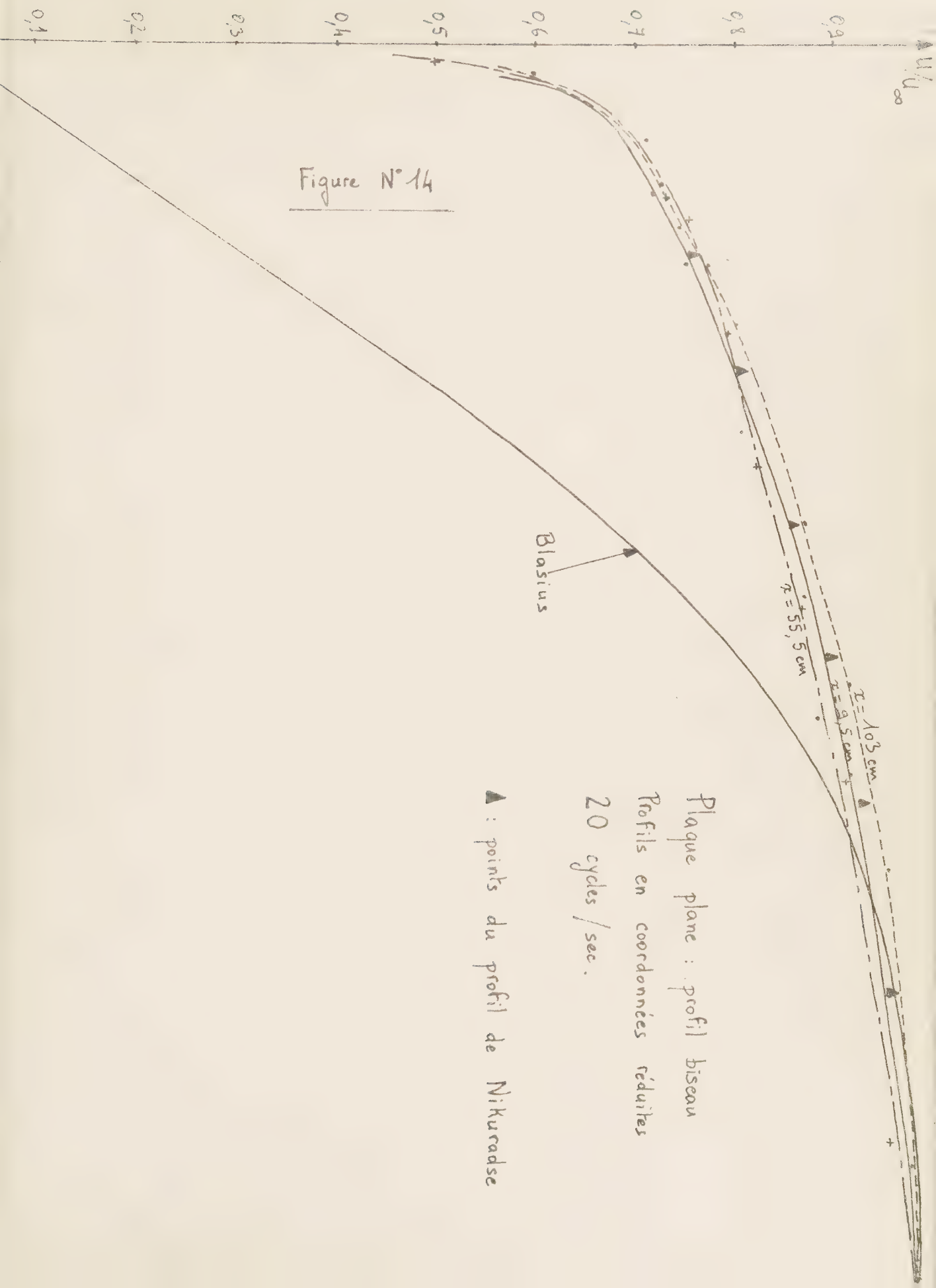
- ① cylindre seul en permanent
- ② " " en pulsé
- ①' cylindres distants de 60 mm en permanent
- ②' " " en pulsé
- ①'' cylindres distants de 100 mm en permanent
- ②'' " " en pulsé

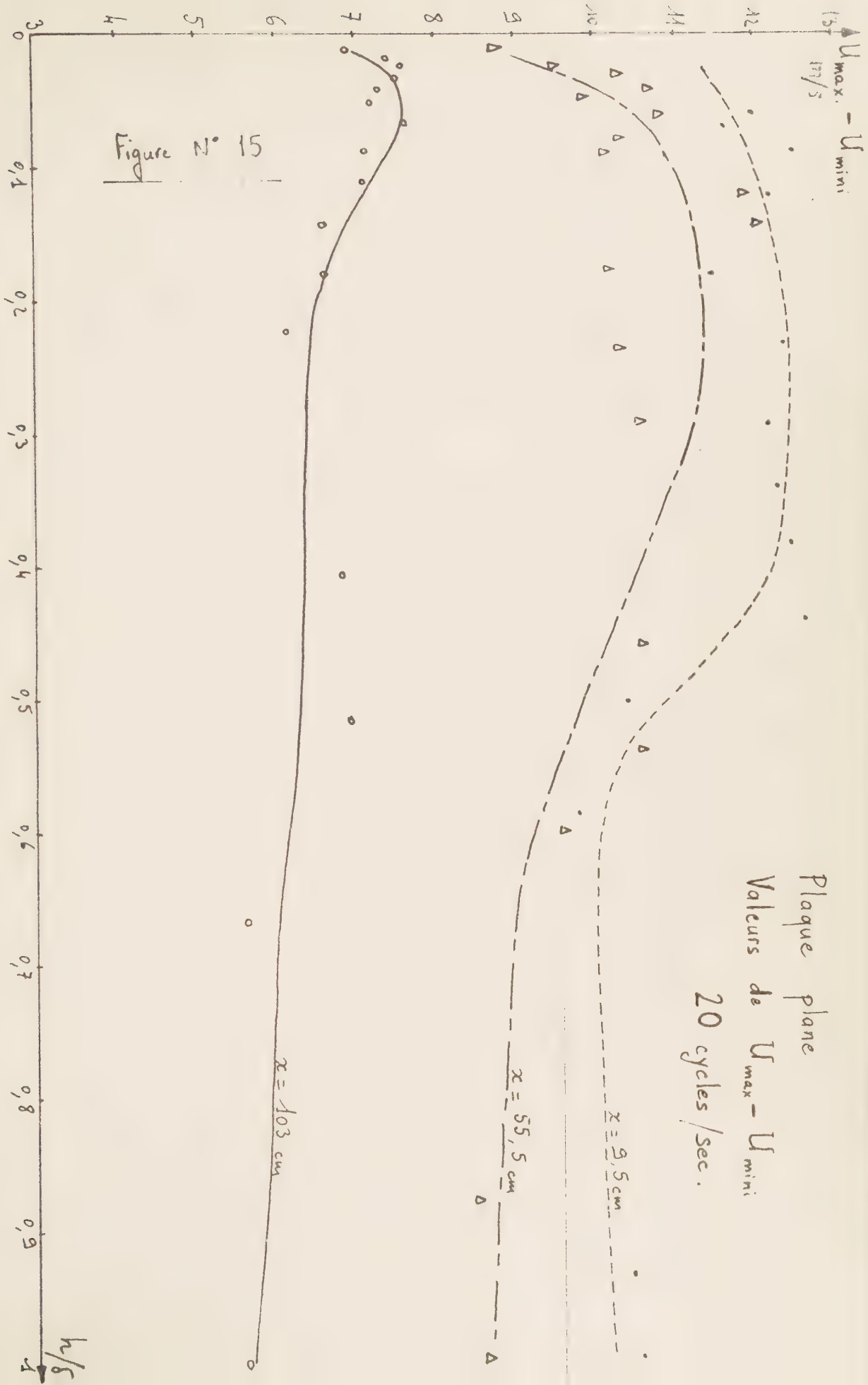
Figure N° 12



h mm

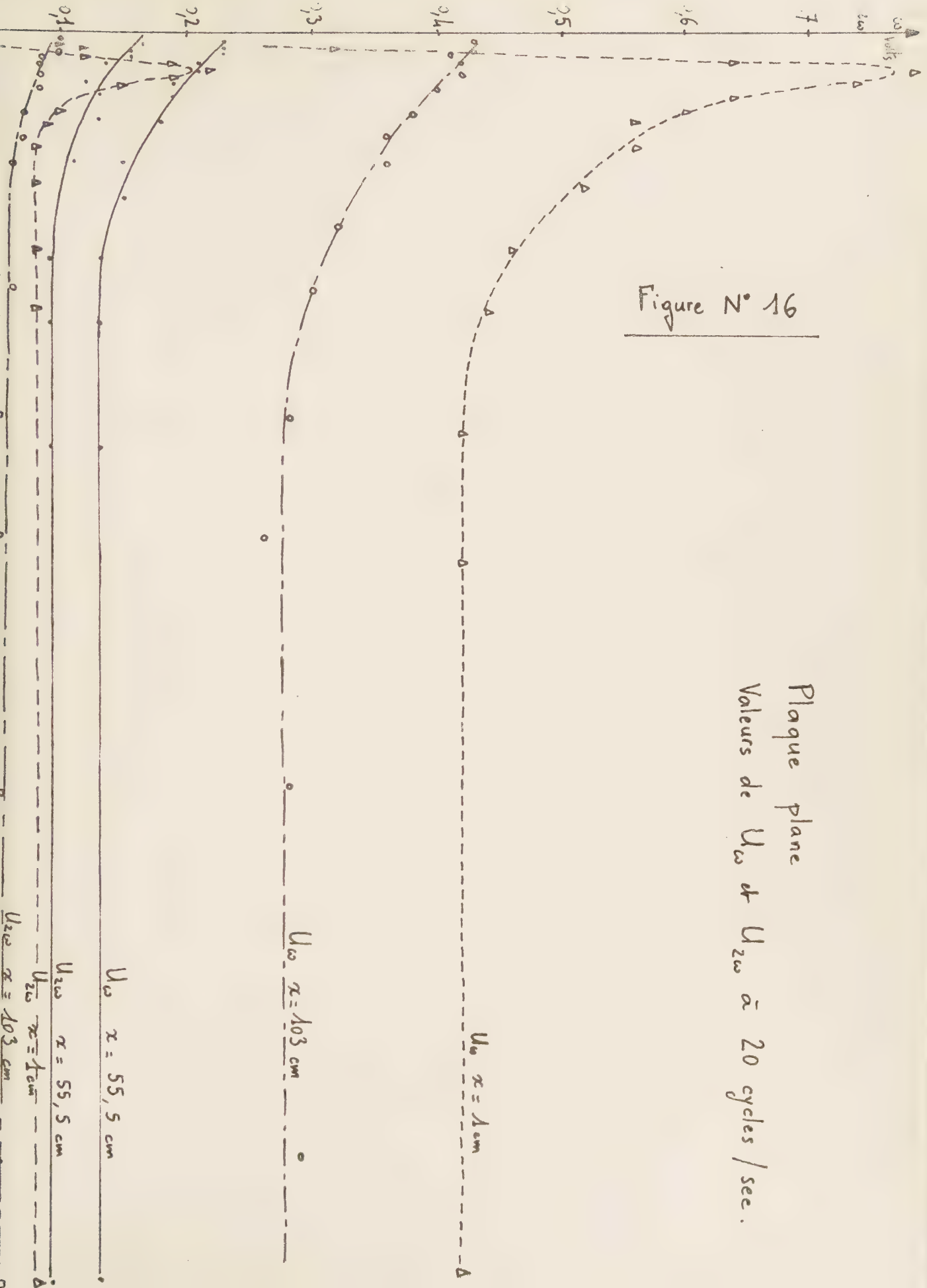






Plaque plane
 Valeurs de U_{ω} et $U_{2\omega}$ à 20 cycles / sec.

Figure N° 16



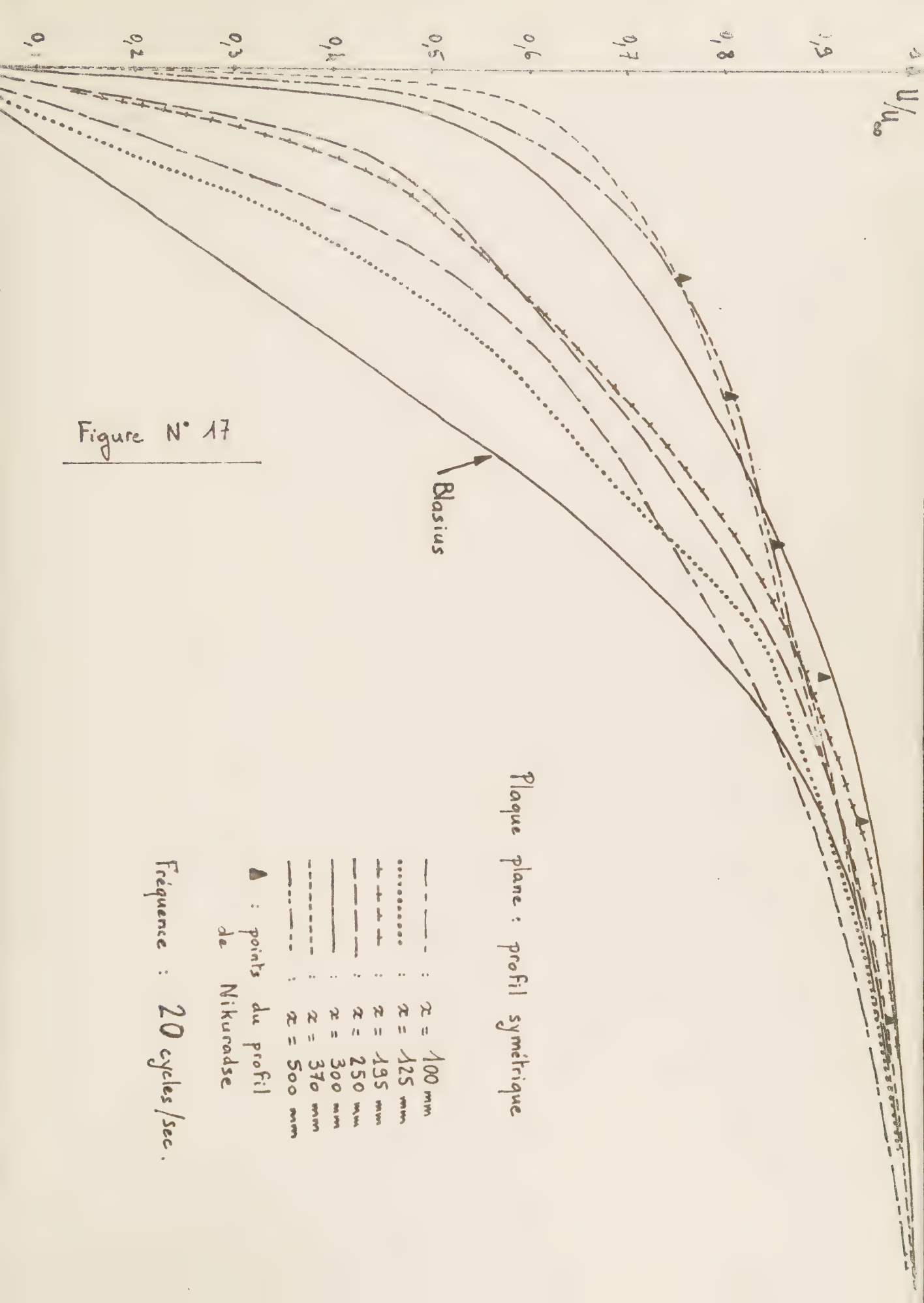


Figure N° 17

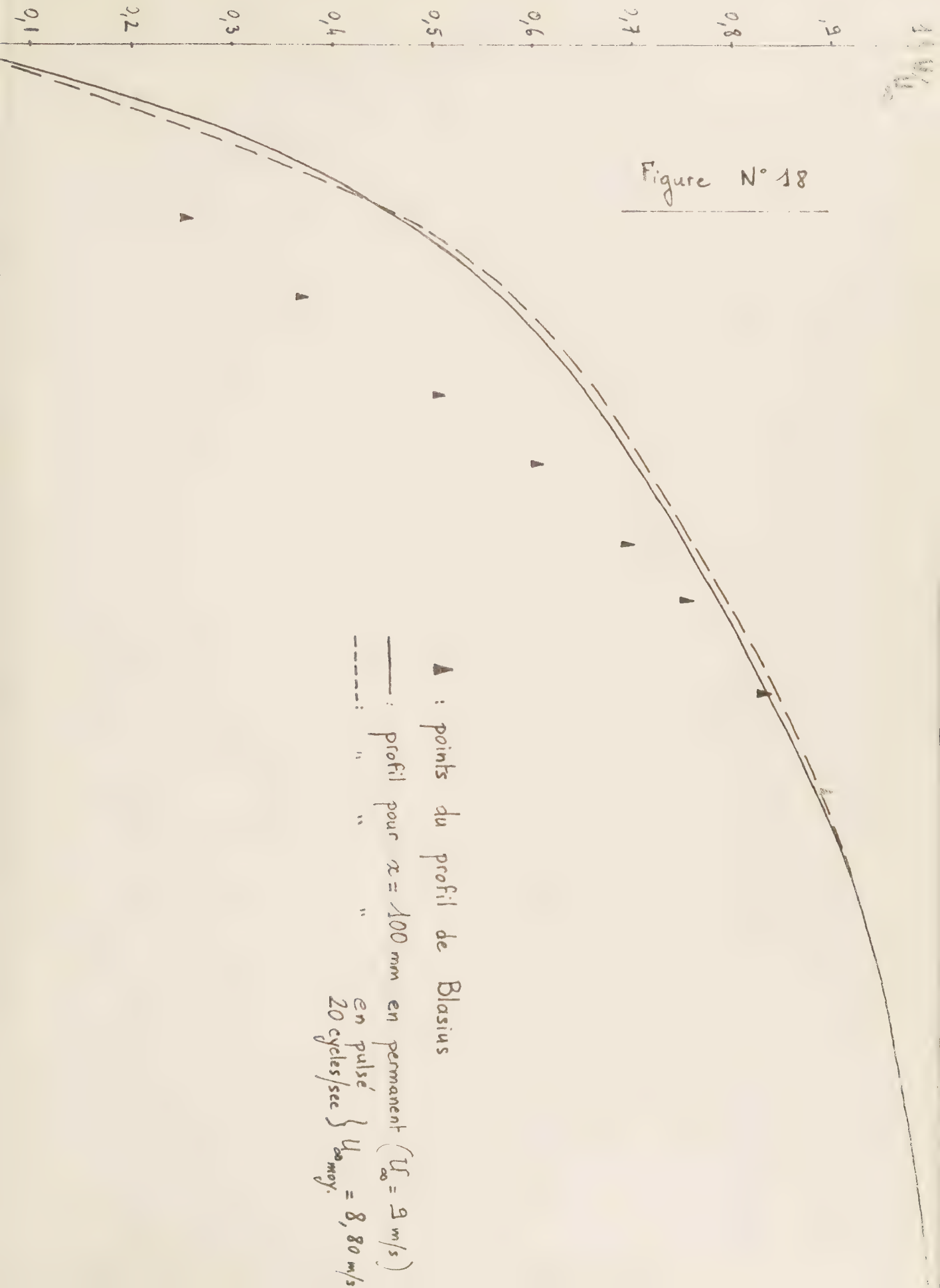
Plaque plane : profil symétrique

Blasius

- : $x = 100$ mm
 - : $x = 125$ mm
 - - - - : $x = 195$ mm
 - . - . : $x = 250$ mm
 - : $x = 300$ mm
 - - - - : $x = 370$ mm
 - : $x = 500$ mm
- $\blacktriangle$: points du profil de Nikuradse

Frequence : 20 cycles/sec.

Figure N° 18



$$\frac{M}{m \cdot ^\circ C}$$

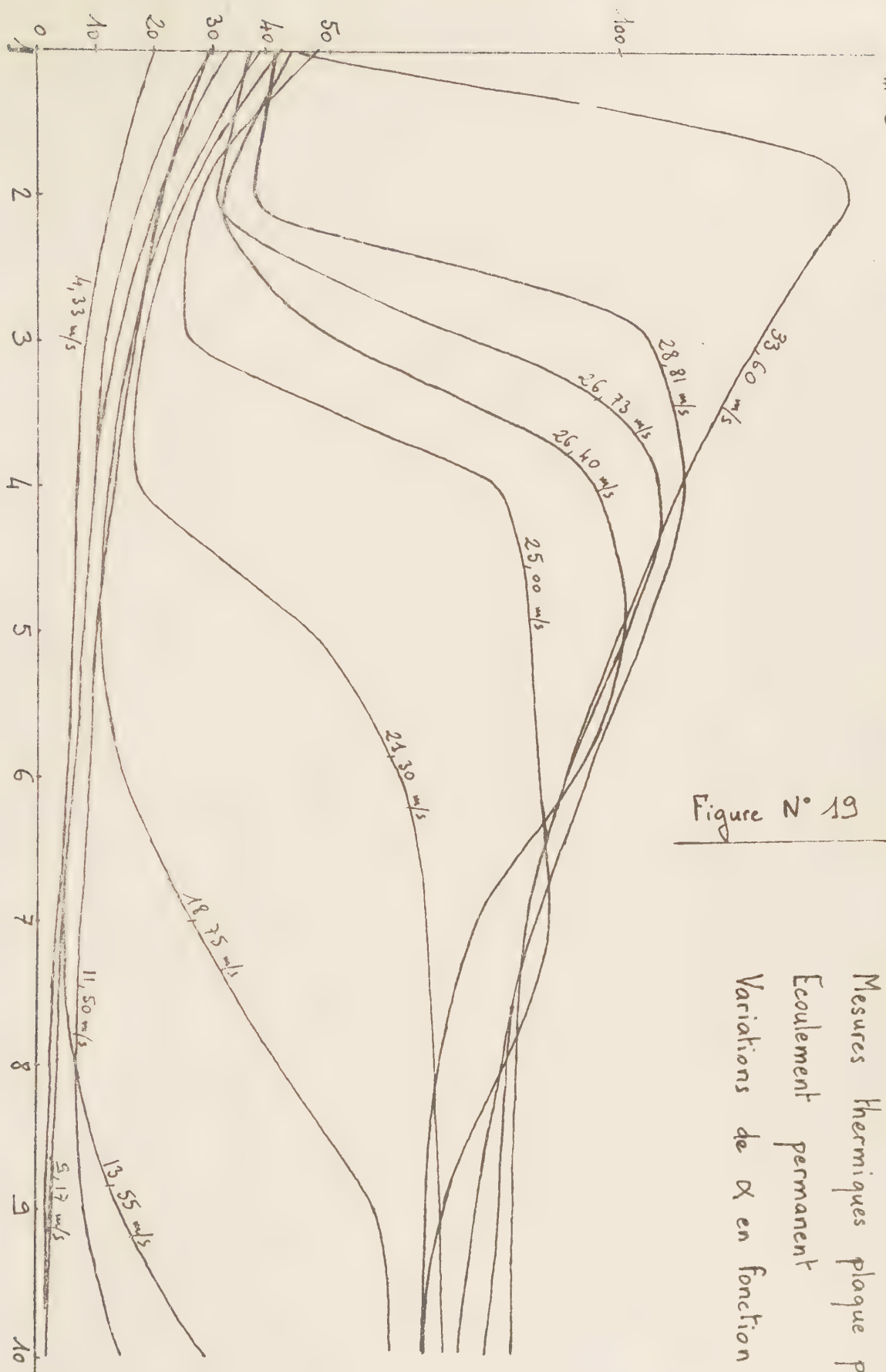
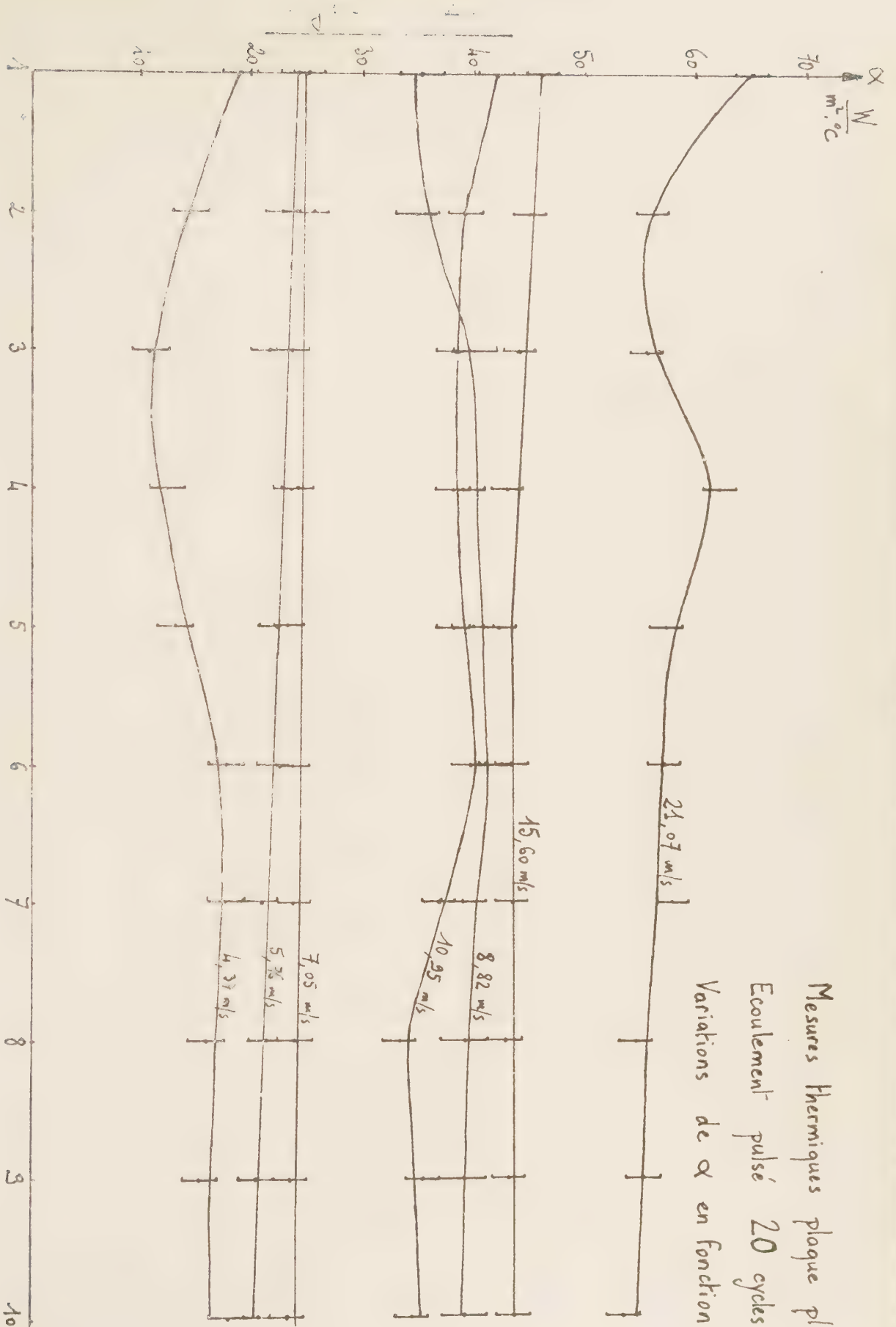


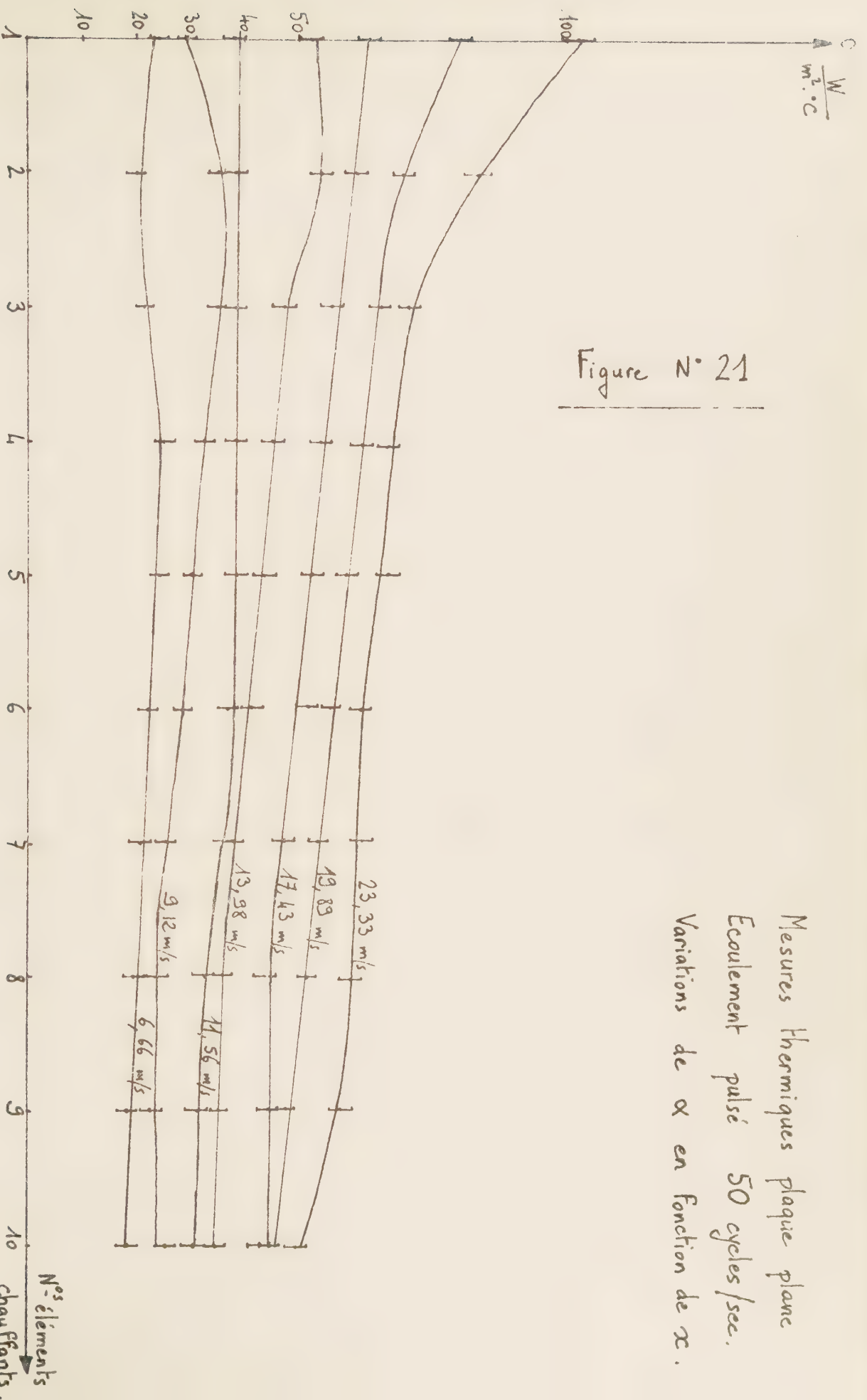
Figure N° 19

Mesures thermiques plaque plane
Ecoulement permanent
Variations de α en fonction de x .

N°s éléments
chauffants

Mesures thermiques plaque plane
 Ecoulement pulsé 20 cycles/sec.
 Variations de α en fonction de x

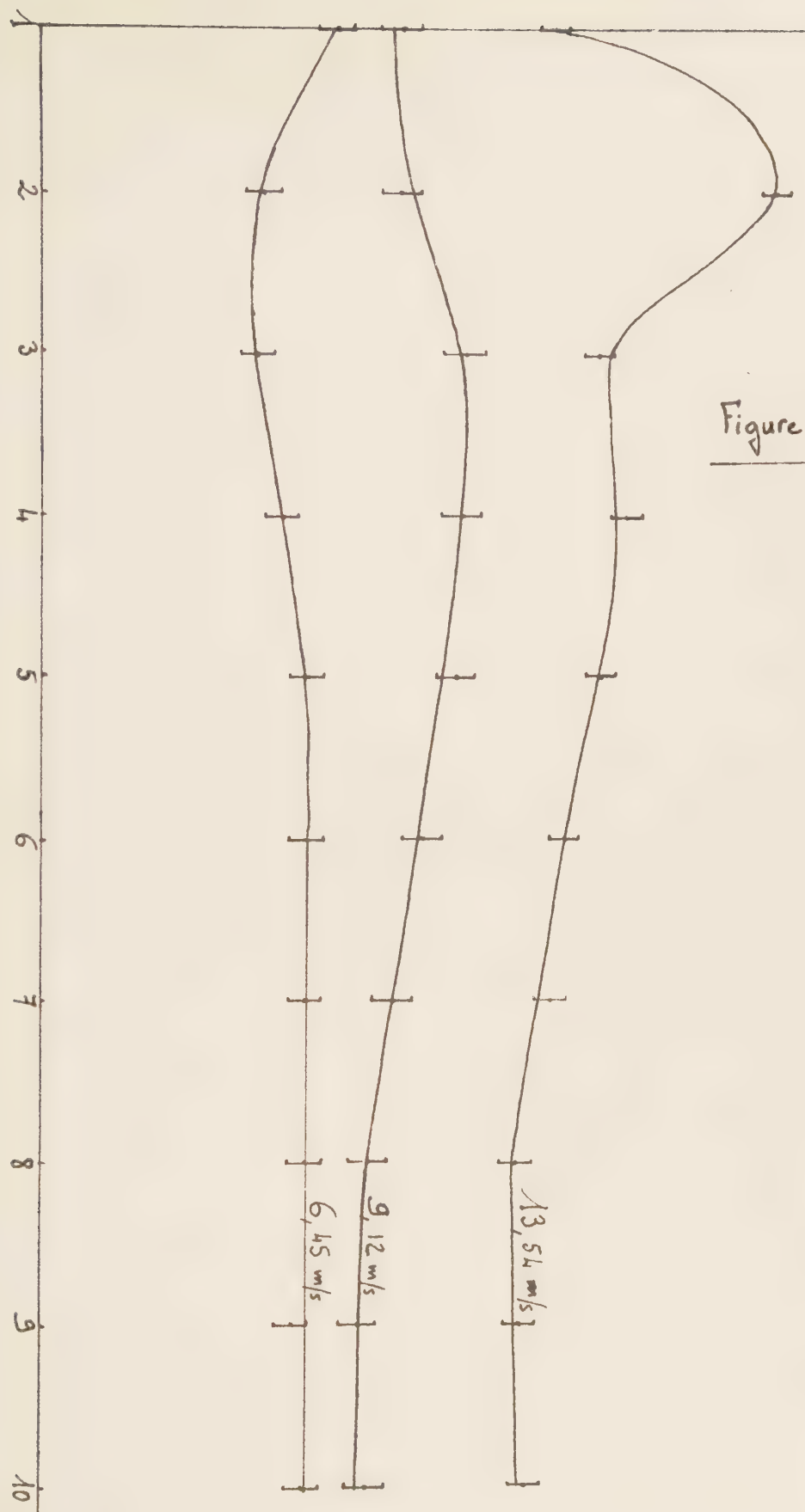




$\frac{W}{m^2 \cdot ^\circ C}$

Figure N° 22

Mesures thermiques plaque plane
Ecoulement pulsé 35 cycles/sec.
Variations de α en fonction de x



N°s élément
chauffant

Figure N° 23

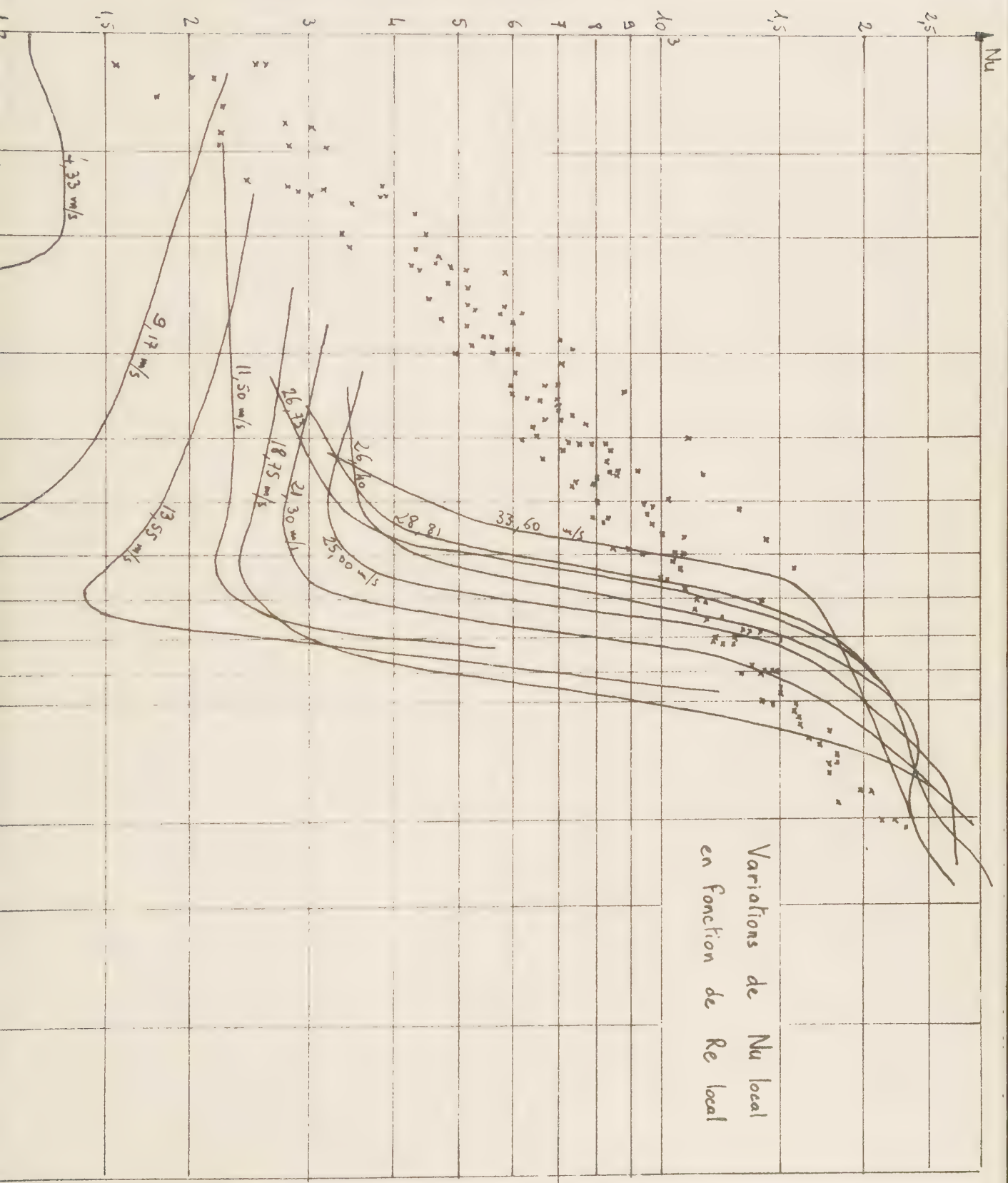
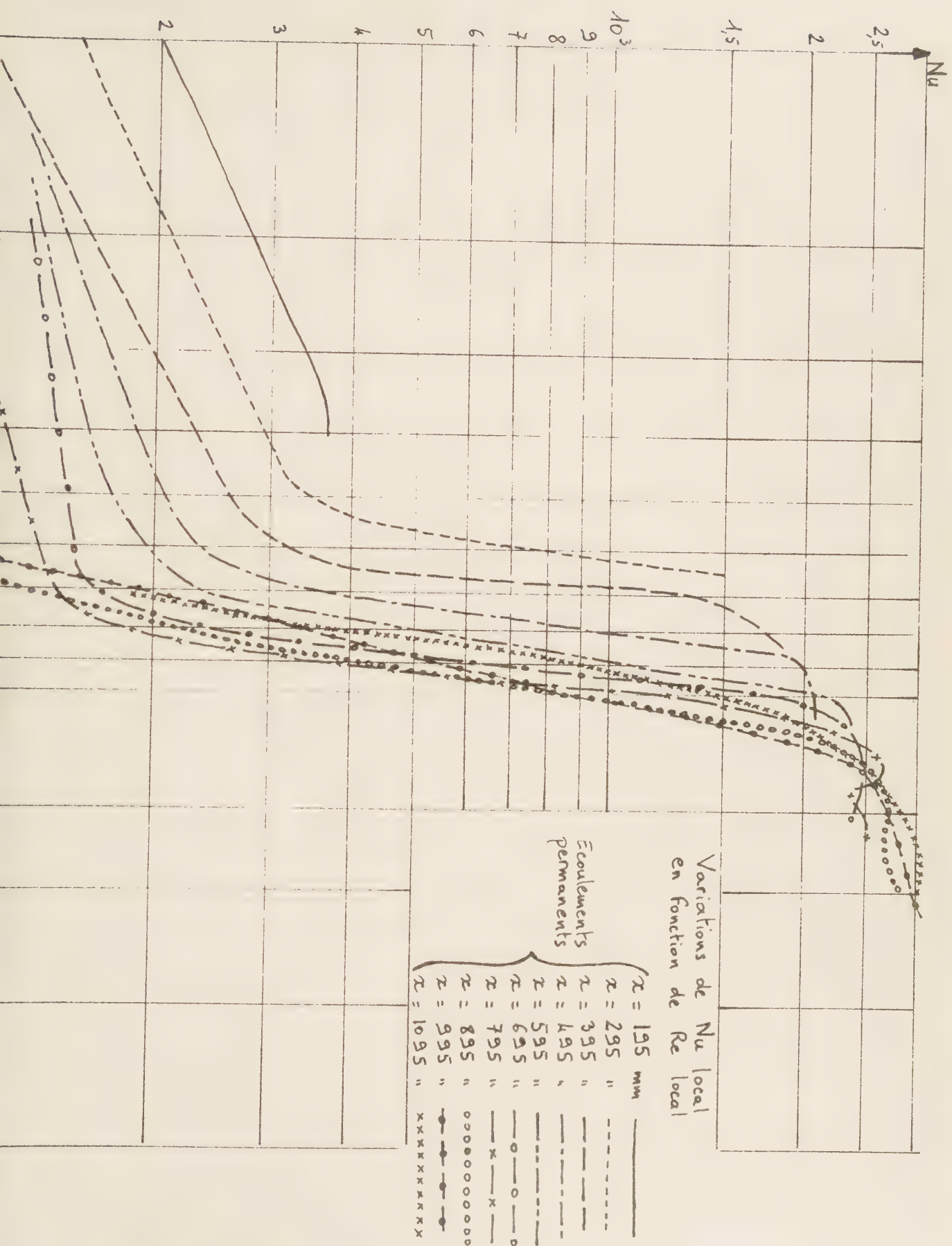


Figure 11



Nu_m

Variations de Nu moyen
en fonction de Re moyen

Ecoulements
permanents

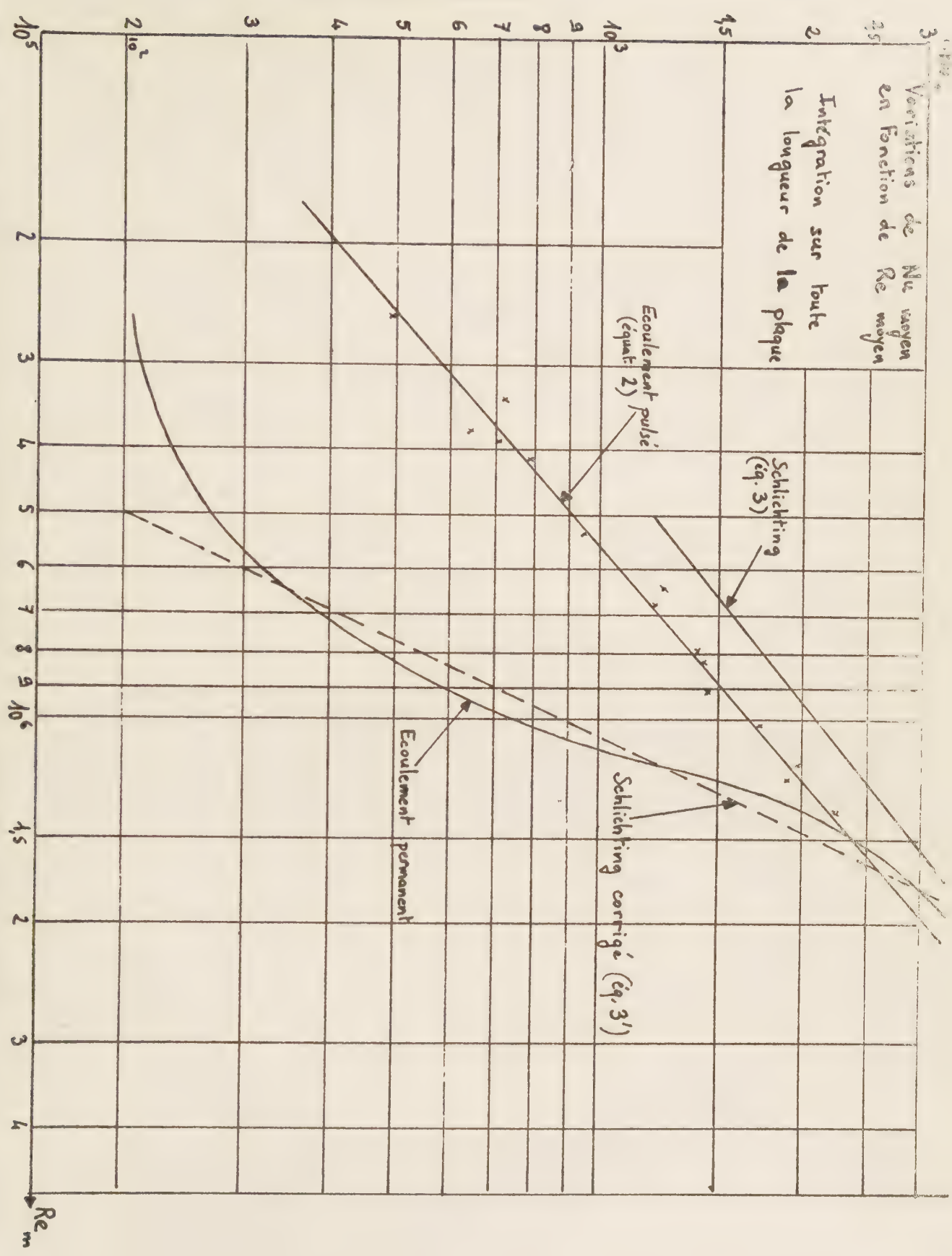
○	---	33	60	m/s
+	---	28	81	"
△	---	25	73	"
▽	---	26	40	"
×	---	25	00	"
□	---	24	30	"
△	---	18	75	"
▽	---	13	55	"
×	---	14	50	"
□	---	9	17	"
△	---	4	33	"

Figure N° 25



Re_m

3
Variations de Nu_{moyen}
en fonction de Re_{moyen}
2
Intégration sur toute
la longueur de la plaque



Schemas explicatifs 1-2-3

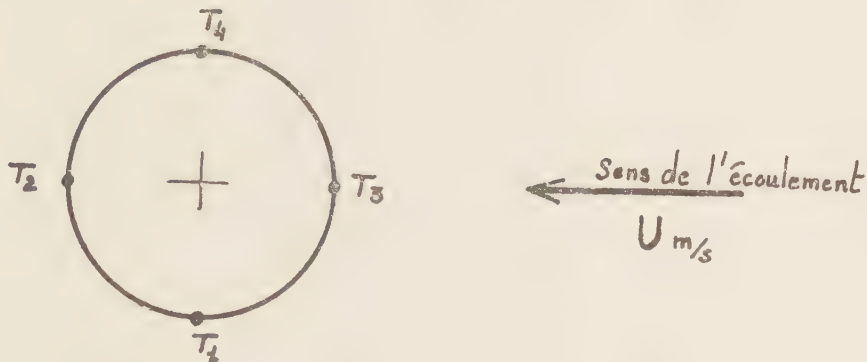


Schéma n°1

Soudure chaude

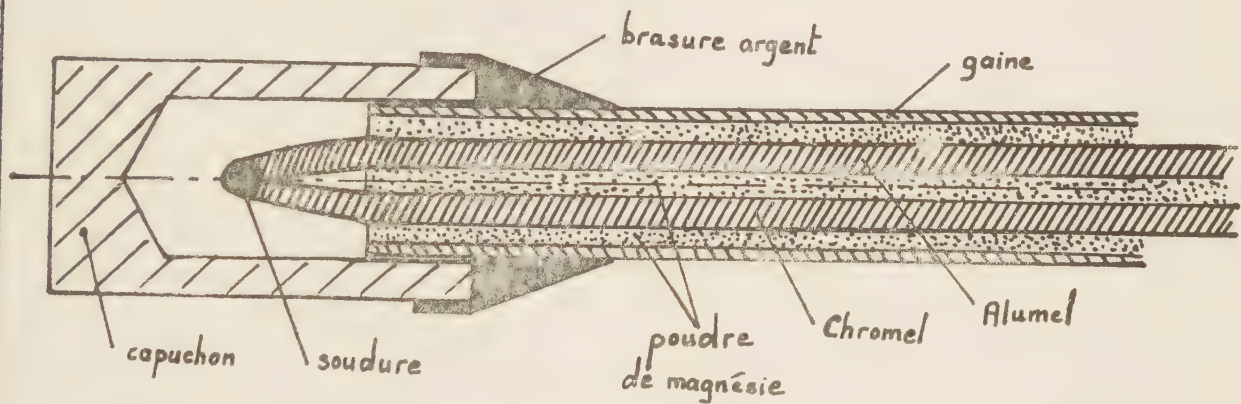


Schéma n°2

Echelle 20

Soudures ambiantes

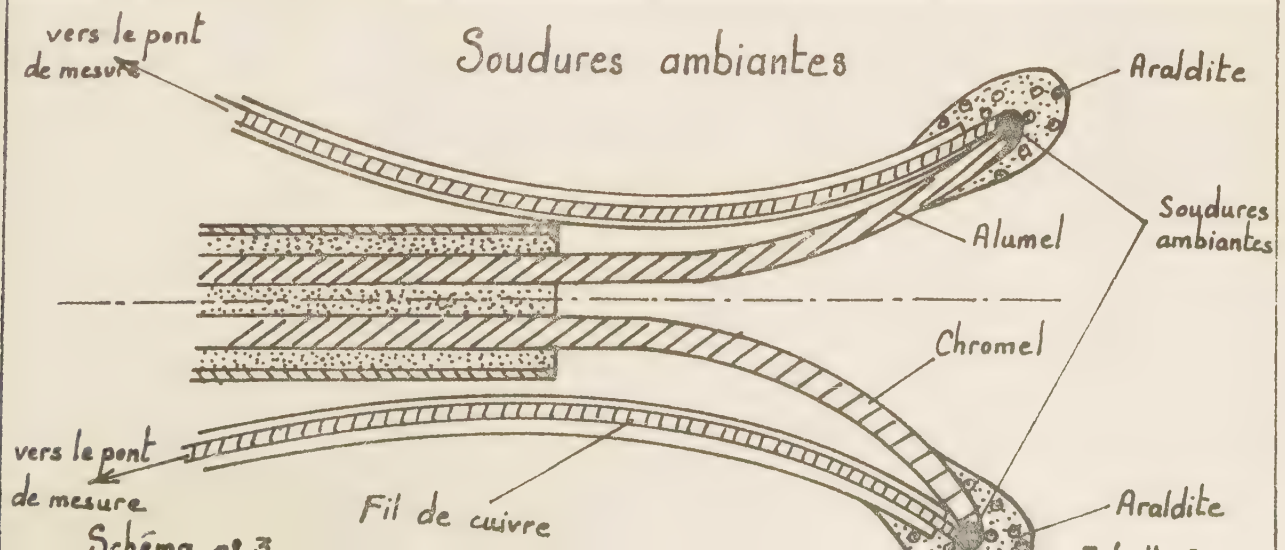


Schéma n°3

Coupe du cylindre par un plan contenant une soudure chaude

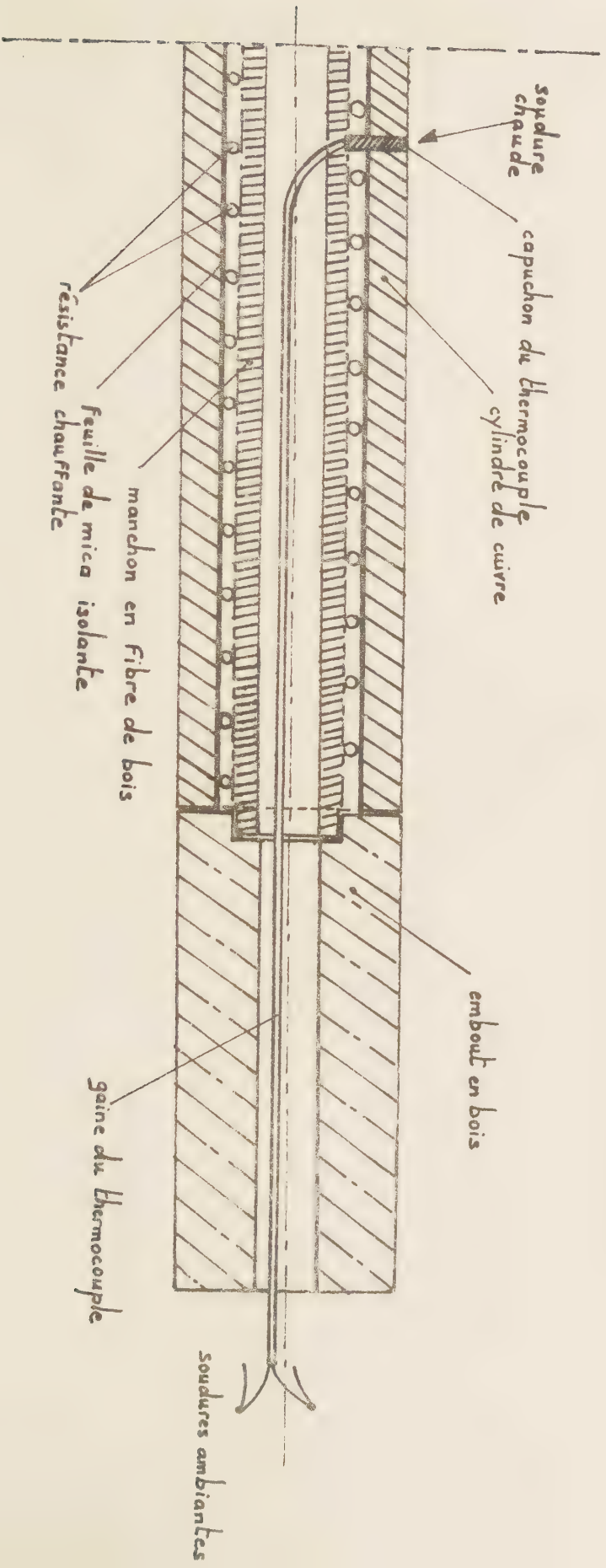
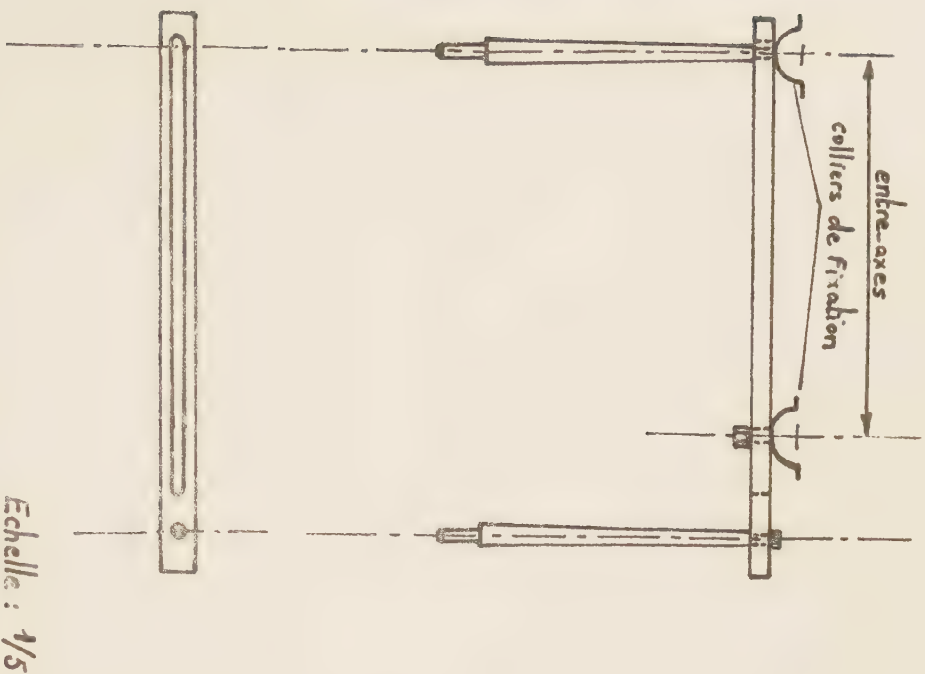


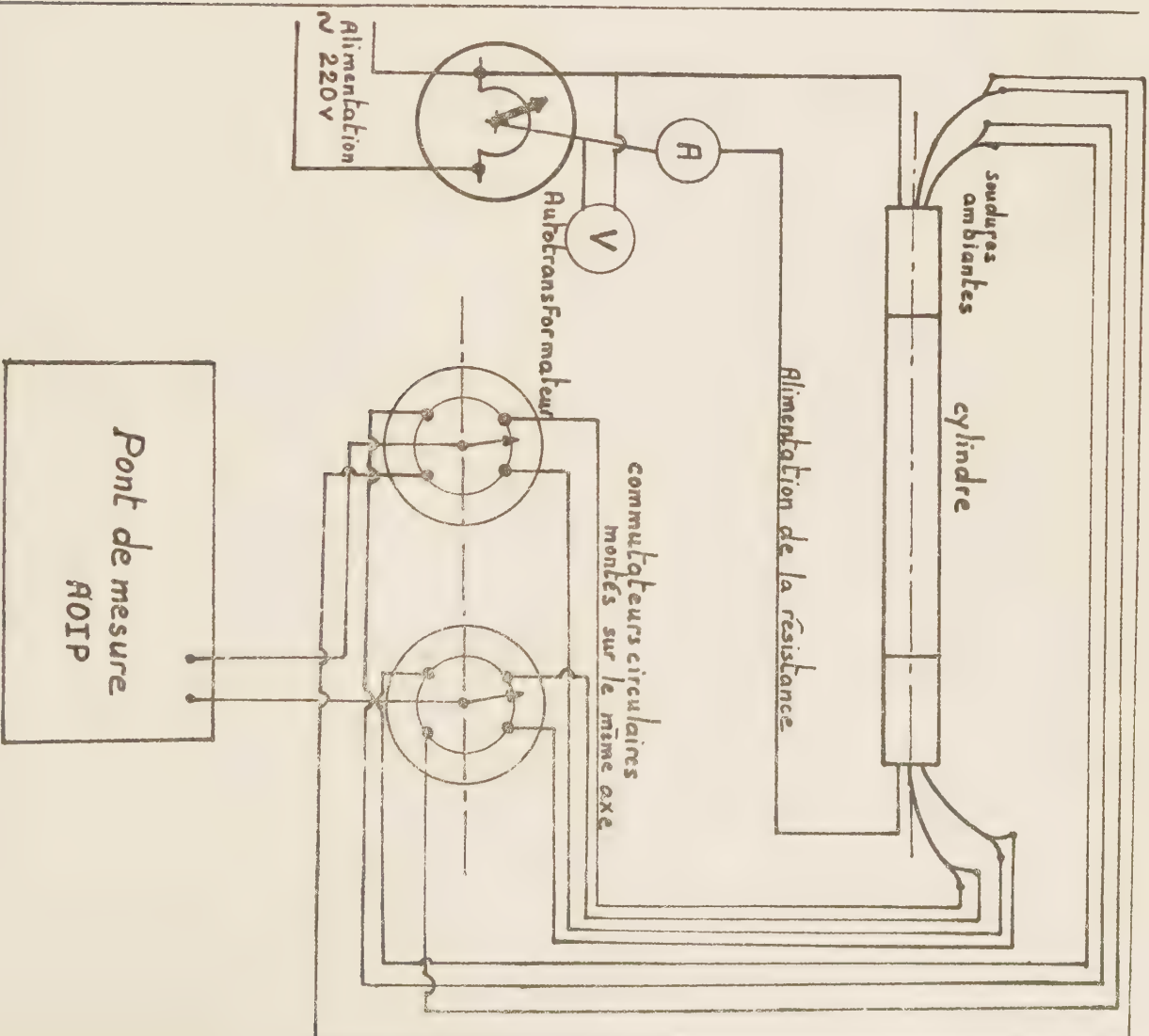
Schéma n° 5



Support des cylindres

Echelle : 1/5

Schéma n° 6



Montage général

Schéma N° 8.

Détail d'une galette chauffante.

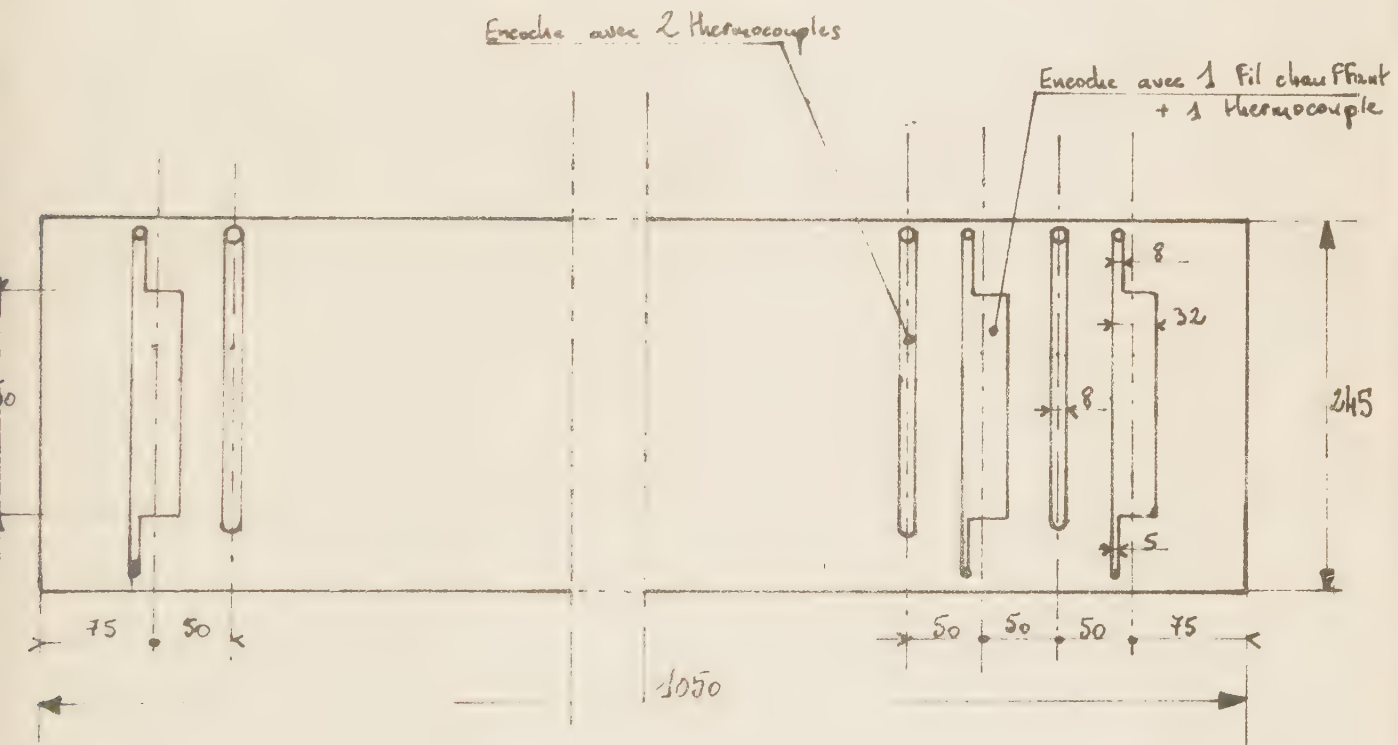
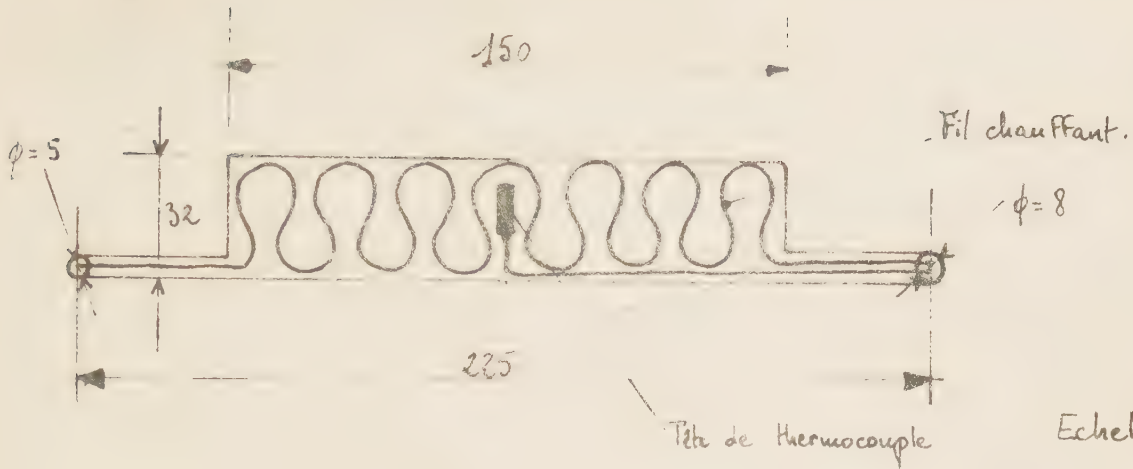
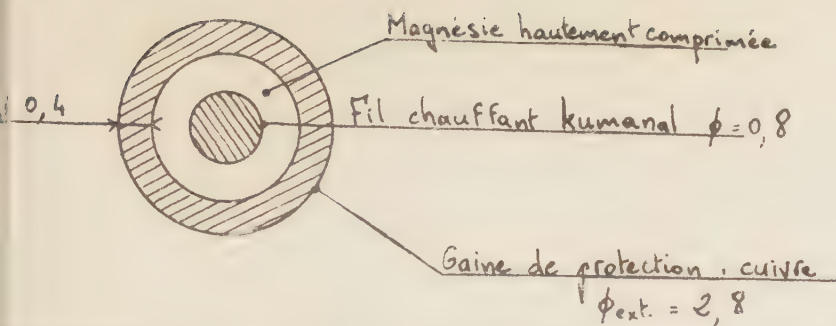


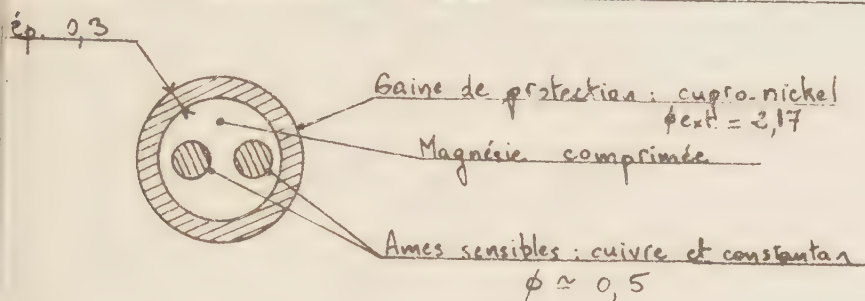
Schéma N° 12.

Répartition des encoches sur la plaque de cuivre.



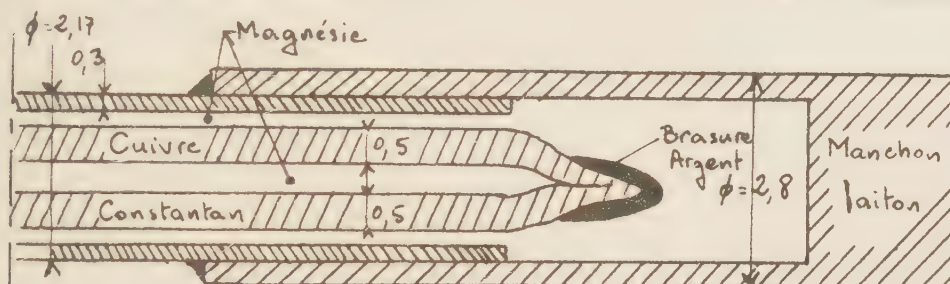
- Schéma n° 9

Fil chauffant
Vue en coupe
Echelle : 10/1



- Schéma n° 10

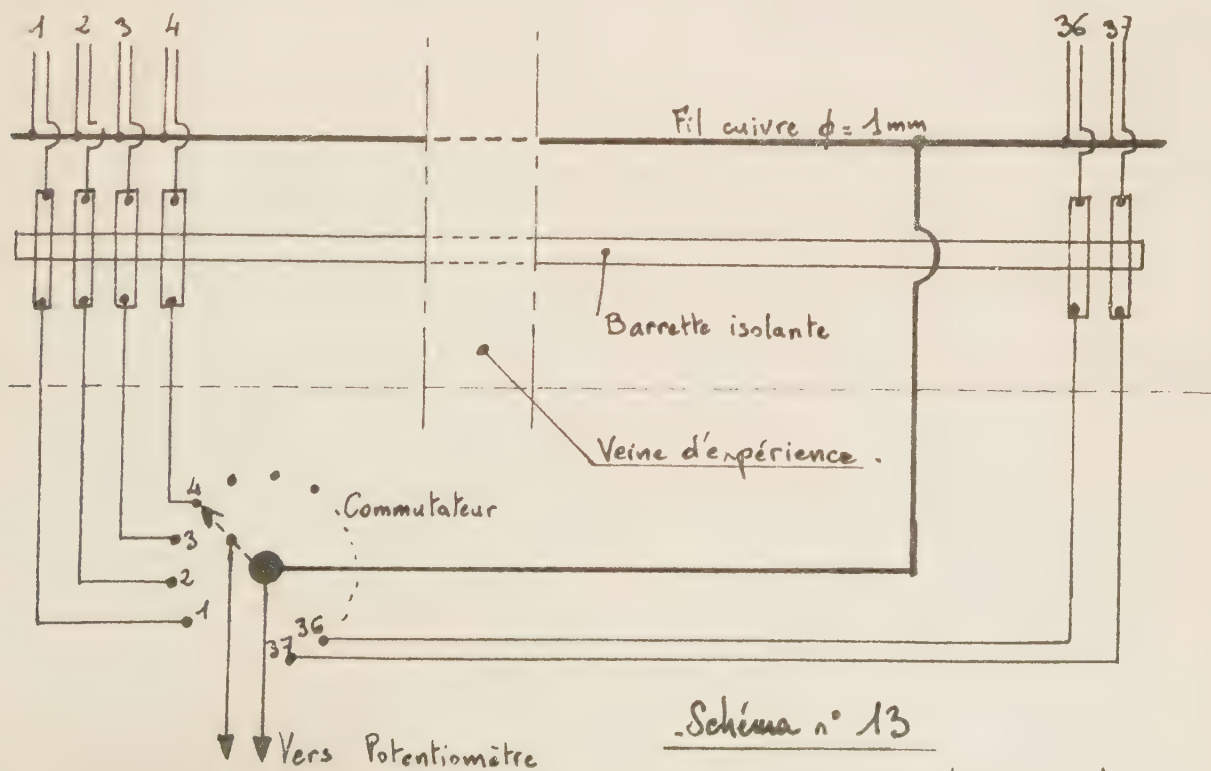
Couple thermo-électrique
Vue en coupe
Echelle : 10/1



- Schéma n° 11

Embout des couples

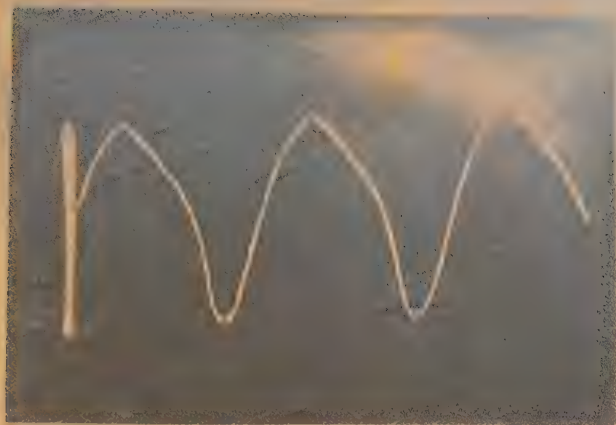
Echelle : 10/1



- Schéma n° 13

- Raccordement des thermocouples -

- Schéma -



. Photo N° 1 .

Photo N° 2
 $x = 33 \text{ cm}$
 10 cycles / seconde

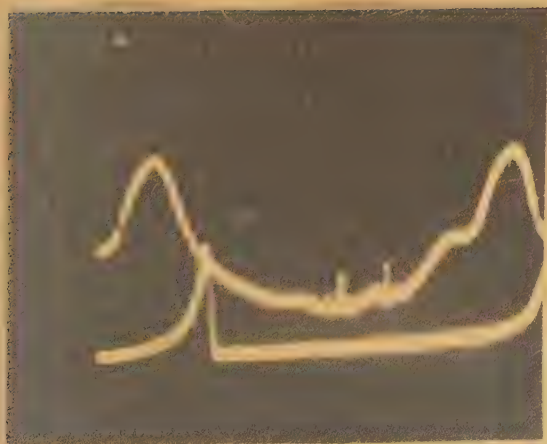
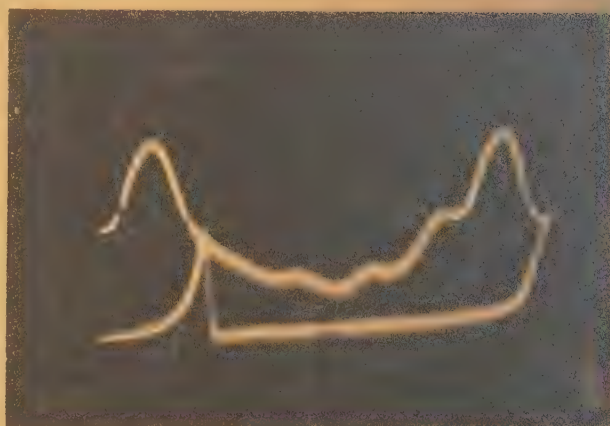


Photo N° 3
 $x = 33 \text{ cm}$
 10 cycles / seconde

Photo N° 4
 $x = 33 \text{ cm}$
 10 cycles / seconde

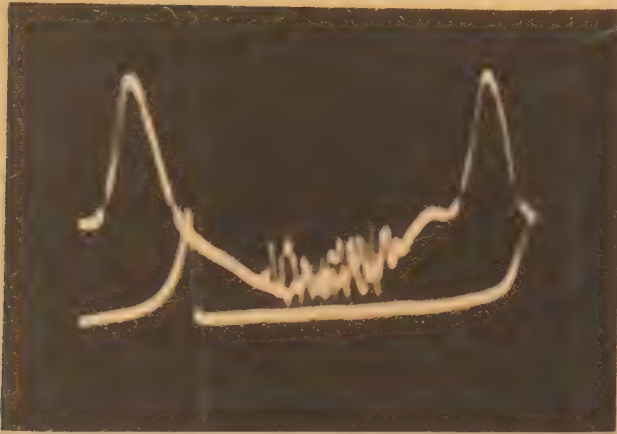
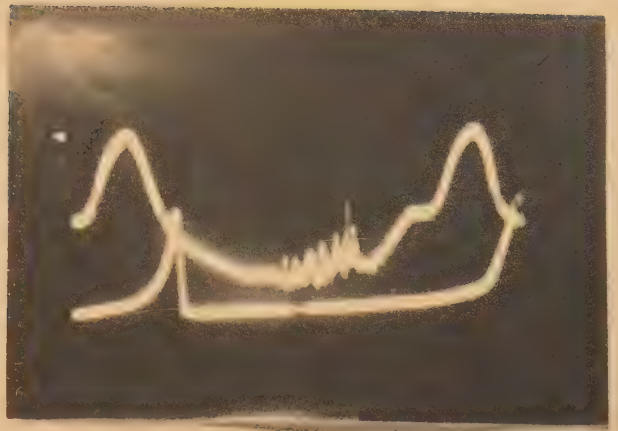


Photo N° 5
 $x = 33 \text{ cm}$
 10 cycles / seconde

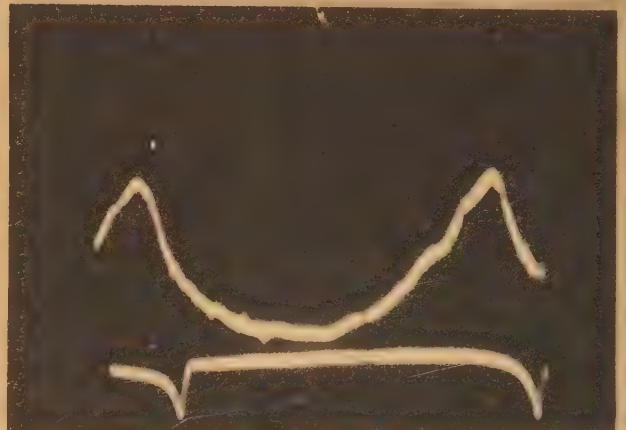


Photo N° 6
 $x = 62 \text{ cm}$
 10 cycles / seconde

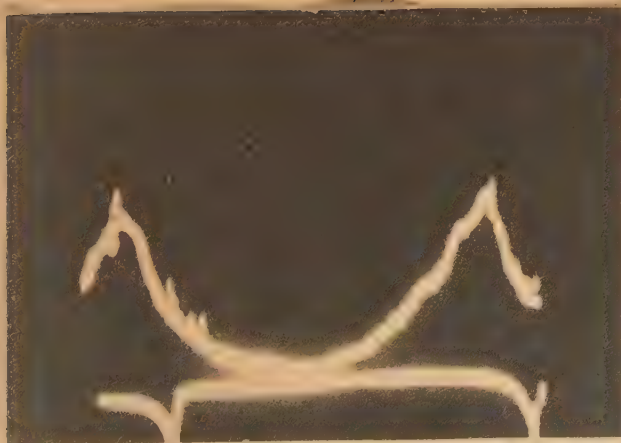


Photo N° 7
 $x = 62 \text{ cm}$
 10 cycles / seconde

Photo N° 8

$x = 62 \text{ cm}$

10 cycles / seconde

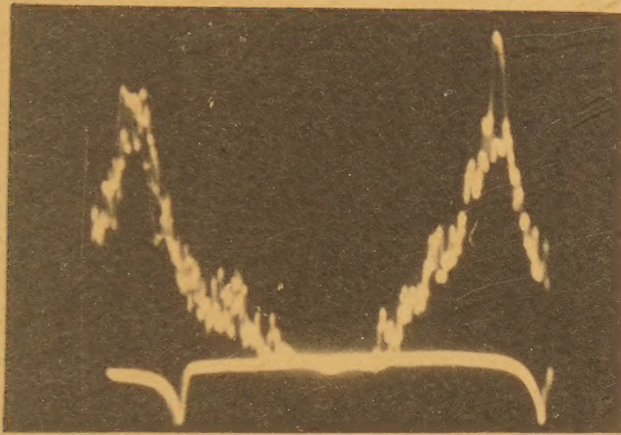
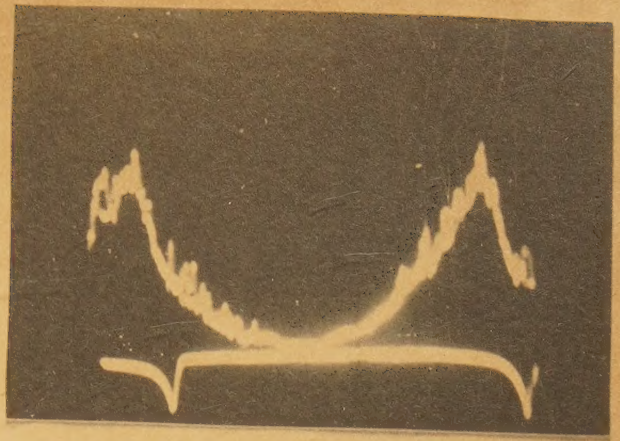


Photo N° 9

$x = 62 \text{ cm}$

10 cycles / seconde



Photo N° 10

